PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 8 — 15. April 1930 — Redaktionsschluß für Nr. 10 am 1. Mai 1930. — 31. Jahrgang

INHALT:

Vorträge von der 10. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 11. und 12. Januar 1930 in Breslau.

R. Goldammer und H. Sack, Dispersion an polaren Lösungen. S. 345.

B. Brendel und H. Sack, Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit II. S. 345.

G. Hoffmann und W. S. Pforte, Zur Struktur der Ultrastrahlung. S. 347.

P. Debye, Röntgenzerstreuung an Flüssigkeiten und Gasen. S. 348.

W. Steubing, Feldverteilung und Fehlerquellen im Starkeffekt nach der Lo Surdo-Methode. S. 350.

H. Müller, Geschwindigkeitsmessungen in stehenden Luftwellen. S. 350.

E. Waetzmann u. H. Heisig, Zur Messung der unteren Hörgrenze. S. 351.

R. Fleischer und H. Teichmann, Die Erhöhung des lichtelektrischen Effektes des Kaliums durch Wasserstoff. S. 351.

R. Fleischer und H. Teichmann, Über den Einfluß von Stickoxyd auf die lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums. S. 351.

R. Suhrmann und H. Theissing, Eine einfache und exakte Methode zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen. S. 352.

E. Marx und A. E. H. Meyer, Über einen neuen lichtelektrischen Effekt an Alkalizellen. S. 352.

E. Teller, Berechnung der angeregten Zustände des Wasserstoffmolekülions. S. 357.

W. Wessel, Über das Einfangen von Elektronen durch freie Heliumkerne und den Effekt von Davis und Barnes. S. 357.

H. Teichmann, Über die Messung schwacher Wechselströme mit Hilfe von Tellur Platin Thermoelementen. S. 358.

K. Schuster, Zur Theorie des Tonraumes. S. 358.

E. Lewy, Über akustische Siebketten. S. 358.

Cl. Schaefer, Vorführung einiger Demonstrationsversuche. S. 359.

L. Bergmann, Demonstrationsversuche mit kurzen elektrischen Wellen. S. 359.

H. Pose, Messungen von Atomtrümmern aus Aluminium, Beryllium, Eisen und Kohlenstoff nach der Rückwärtsmethode. S. 360.

B. Claus, Leuchterscheinungen am Karborunddetektor. S. 360.

A. Eucken, Zur Kenntnis des Nernstschen Wärmesatzes. S. 361.

H. Ludloff, Über die Entropie fester Körper bei sehr tiefen Temperaturen. S. 362.

Originalmitteilungen:

J. W. Williams u. J. M. Fogelberg, Über die elektrischen Momente aromatischer Diamine. S. 363.

R. Wierl, Anwendung der Elektronenbeugung auf das Problem der freien Drehbarkeit. S. 366.

A. T. Williams, Die Wellenmechanik und die homöo- und heteropolaren Verbindungen. S. 367.

J. Plotnikow und L. Šplait, Über einen Volumlichteffekt. (Längsstreuung) der Lichtstrahlen beim Durchgang durch verschiedene Medien. Mit Tafel V und VI. S. 369.

F. Skaupy u. G. Liebmann, Korngröße und Strahlungseigenschaften nichtmetallischer Körper. S. 373.

F. Stark, Über den Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur. S. 375.

W. Graffunder, Über den lichtelektrischen Effekt bei Trockengleichrichtern. S. 375.

A. Smits, Innere Gleichgewichte in den festen Phasen I. S. 376.

R. Orthner, Über eine neue Deutung des Michelson-Phänomens. S. 383.

P. Stephan, Zur Mechanik der Kontinentverschiebungen. S. 385.

Besprechungen:

F. I. G. Rawlins und A. M. Taylor, Infrared Analysis of Molecular Structure. S. 391.

E. Günther, Physikalisches Arbeitsbuch. II. S. 391.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. Wellenmechanischer Ergänzungsband. S. 391.

B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen. S. 392.

F. Löwe, Atlas der letzten Linien der wichtigsten Elemente. S. 392.

G. Joos, Atomphysik und Sternphysik. S. 393.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1930. S. 393.

Personalien. S. 400.

Gesuche. S. 400.

VORTRÄGE VON DER 10. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN–SACHSEN–SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 11. UND 12. JANUAR 1930 IN BRESLAU.

R. Goldammer und H. Sack (Leipzig), Dispersion an polaren Lösungen.

Der Vortrag war im wesentlichen eine Wiedergabe unserer vor kurzem in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit (**31**, 224, 1930).

B. Brendel und H. Sack (Leipzig), Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit II.

Die Methode und Apparatur zur Messung der Dispersion der Leitfähigkeit von wäßrigen Elektrolyten wurde von uns gemeinsam mit Herrn

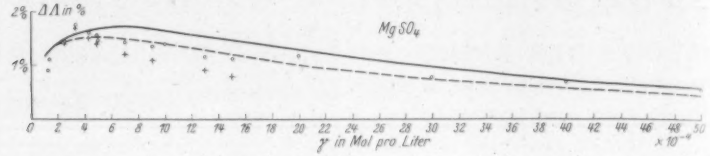


Fig. 1.

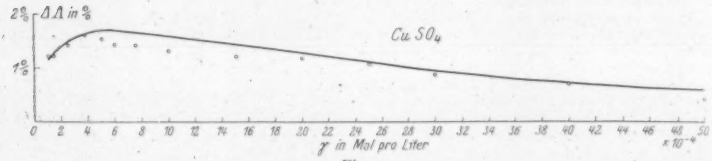


Fig. 2.

Dr. Mittelstaedt bereits in dieser Zeitschrift mitgeteilt[1]). Die damals angegebenen Messungen an $MgSO_4$ konnten mit verschiedenen Zellen bestätigt und erweitert werden. Die Versuche ergaben, daß sich der Effekt nicht ändert unter sonst gleichen Umständen, wenn die Widerstandskapazität der Zelle verkleinert wurde. Es gelang daher, wesentlich höhere Konzentrationen mit der gleichen Genauigkeit zu messen, indem wir als Elektrode nur noch einen vorn abgerundeten $^1/_2$ mm starken und 6 mm langen Platinstift verwendeten. Die Zellen sind aus Glas und von der in der zitierten Arbeit angegebenen Bauart. Die Messungen der prozentualen Änderung der Gesamtleitfähigkeit gegen KCl als Vergleichselektrolyt wurden sämtlich bei einer Wellenlänge von 16 m und einer Temperatur von 20° vorgenommen. Nur einige Werte für $MgSO_4$ wurden bei 25° gemessen und sind für 20° korrigiert worden. Es ergab sich dabei, daß die theoretisch errechnete Temperaturabhängigkeit des Effektes mit den experimentellen Resultaten gut übereinstimmt. In Fig. 1 sind die Meßresultate an $MgSO_4$ dargestellt. Die experimentell bestimmten Werte zeigen eine Abweichung von den theoretisch errechneten, die bei einer Konzentration von etwa 4×10^{-4} Mol pro Liter beginnt und bis 22×10^{-4} Mol pro Liter reicht. Die mit + bezeichneten Punkte geben die gefundenen Werte für $MgSO_4$ bei 25° an. Die zugehörige theoretische Kurve ist gestrichelt gezeichnet. Die eben erwähnten Abweichungen sind bei beiden Temperaturen innerhalb des Meßfehlers die gleichen. Völlig das gleiche Bild ergeben die Resultate an $CuSO_4$, die in Fig. 2 dargestellt sind. Ein Unterschied des Effektes zwischen $MgSO_4$ und $CuSO_4$ konnte nicht festgestellt werden. Theoretisch ergibt sich durch die Verschiedenheit der Beweglichkeiten und damit der Relaxationszeit von $MgSO_4$ und $CuSO_4$ eine kleine Differenz zwischen den theoretischen Kurven. Sie liegt jedoch innerhalb des Meßfehlers. Fig. 3 gibt die Resultate

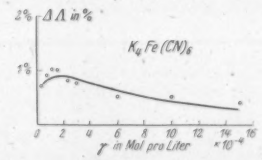


Fig. 3.

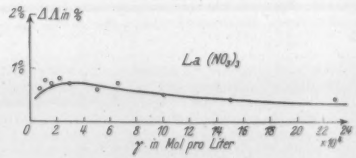


Fig. 4.

an $K_4Fe(CN)_6$, Fig. 4 die an $La(NO_3)_3$. Bei $La(NO_3)_3$, $K_4Fe(CN)_6$ liegen die experimentell gefundenen Punkte nahe der theoretischen Kurve; für kleine Konzentrationen scheinen sie hier höher zu liegen. Die theoretischen Werte von $MgSO_4$, $CuSO_4$ und $La(NO_3)_3$ sind auf Grund der Beweglichkeiten für eine Temperatur von 18° gerechnet, während die Werte von $K_4Fe(CN)_6$ für 25° gerechnet sind. Die theoretische Kurve für $K_4Fe(CN)_6$ wird also mit den richtigen Beweglichkeiten für 20° gerechnet etwas höher liegen. Die Beweglichkeiten der Ionen wurden den Tabellen von Landolt-Börnstein entnommen.

Es wurden ferner die Säuren HCl und H_2SO_4 gemessen. Tabelle I gibt die Resultate an HCl. Wie man leicht einsieht, müssen die Werte negativ oder zum mindesten sehr klein sein, denn die Beweglichkeit des H-Ions ist fast 5 mal größer als

1) Physik. Zeitschr. **29**, 627, 1928; **30**, 567, 1929.

Tabelle I.
HCl.

γ	$\Delta\Lambda$ in Proz. beobachtet	$\Delta\Lambda$ in Proz. berechnet
0,0001	— 0,1	— 0,1
0,0002	— 0,1	— 0,12
0,0003	— 0,3	— 0,12

die des K-Ions, wodurch die Relaxationszeit stark verkleinert und damit die absolute Größe des Effektes verringert wird. Außerdem sind die Messungen relativ gegen *KCl* angegeben. Nun entspricht etwa der mittleren Konzentration $\gamma = 0{,}0002$ Mol pro Liter für *HCl* eine Konzentration von $\gamma = 0{,}0005$ für *KCl*. *KCl* hat bei dieser Konzentration einen theoretischen Effekt von 0,27 Proz. Da wir nun *KCl* als Vergleichselektrolyt haben, so bleibt für die absolute Änderung der Leitfähigkeit von *HCl*, bei einem gemessenen Effekt von — 0,1 Proz., nur + 0,17 Proz., was etwa der Theorie entspricht. Aus dem gleichen Grunde ist auch die theoretisch zu erwartende und experimentell gefundene Leitfähigkeitszunahme an H_2SO_4 sehr klein (Tabelle II). Eine absolute Verringerung der Leitfähigkeit von *HCl*, wie sie von Deubner[1]) bei 34 m beobachtet wurde, konnten wir nicht feststellen.

Tabelle II.
H_2SO_4.

γ	$\Delta\Lambda$ in Proz. beobachtet	$\Delta\Lambda$ in Proz. berechnet
0,00005	+ 0,2	+ 0,03
0,0001	+ 0,1	+ 0,02
0,00015	0	+ 0,01
0,0002	— 0,1	0

Von Interesse, im Hinblick auf ihren Dissoziationsgrad, sind die schwachen Elektrolyte. Aus den wenigen Resultaten, die wir heute vorlegen können, kann noch nicht viel auf ihre Konstitution geschlossen werden. Die Änderung der Leitfähigkeit ist auch so gering, daß sie meist in der Nähe des Meßfehlers liegt. Die experimentellen Werte an $HgCl_2$ und CH_3COOH sind in den Tabellen III und IV angegeben.

Tabelle III.
$HgCl_2$ $\Delta\Lambda$ in Proz.

γ	gegen *KCl*	absolut
0,0025	— 0,7	— 0,5
0,0125	— 0,3	— 0,1
0,025	— 0,2	+ 0,1
0,05	— 0,2	+ 0,1
0,125	— 0,1	+ 0,2

[1]) Physik. Zeitschr. **30**, 946, 1929.

Tabelle IV.
CH_3COOH $\Delta\Lambda$ in Proz.

γ	gegen *KCl*	absolut
0,002	+ 0,2	+ 0,48
0,005	— 0,3	0
0,05	— 0,3	— 0,04

Der hohe negative Wert bei 0,00025 Mol pro Liter bei $HgCl_2$ kann allerdings nicht die Genauigkeit der anderen Messungen beanspruchen. CH_3COOH zeigt bei den angegebenen Konzentrationen nach Berücksichtigung der Änderung von *KCl* erst bei kleinen Konzentrationen eine Dispersion. In der demnächst erscheinenden Dissertation des einen von uns wird ausführlicher auf die gemachten Angaben und die daraus zu ziehenden Folgerungen eingegangen werden.

Herrn Prof. Debye danken wir herzlichst für viele Anregungen und sein stetes Interesse, das er unserer Arbeit entgegenbrachte.

Leipzig, Phys. Inst. der Universität, Januar 1930.

G. Hoffmann und W. S. Pforte (Halle), Zur Struktur der Ultrastrahlung.

Die Registrierkurven der auf Muottas Muraigl im Oberengadin aufgestellten großen Apparatur[1]) zur Untersuchung der Heßschen Ultrastrahlung zeigen abgesehen von Luftdruckeinflüssen usw. in den Stundenwerten unregelmäßige Schwankungen von $\pm$ 1 Proz. Neben einer allgemeinen Unruhe treten ferner im Lauf eines Tages gelegentlich deutlich markierte Stöße auf. Diese Erscheinungen können entweder 1. durch äußere Strahlungsschwankungen oder 2. durch statistische Schwankungen in der Ionenbildung oder 3. durch Apparaturstörungen bedingt sein.

Zur Entscheidung dieser für alle künftigen Arbeiten wichtigen Fragen wurde eine Zwillingsapparatur konstruiert, bestehend aus zwei gleichen, großen Bombengefäßen mit Elektrometern und einer gemeinsamen Kompensationsvorrichtung. Es ergab sich nun bei den in Halle ausgeführten Registrierungen, daß die Ionisation beider Bomben, die jede in einen Bleipanzer von 10 cm Stärke zur Abschirmung der Umgebungsstrahlung eingeschlossen war, zeitlich unabhängig voneinander im Betrage von etwa $\pm$ 1 Proz. schwankt. Dies beweist, daß weder äußere Strahlungsschwankungen noch Störungen der Kompensationsvorrichtung der Grund sein können, denn

[1]) G. Hoffmann und F. Lindholm, Gerlands Beitr. z. Geophysik **20**, 12, 1928; F. Lindholm, Gerlands Beitr. z. Geophysik **22**, 141, 1929.

dann hätten die Schwankungen simultan erfolgen müssen. Es bleibt nur die Möglichkeit, daß die Schwankungen durch die Ionenabscheidung bedingt werden. Um die Eigenschaften der Apparatur weiter zu prüfen, wurde die ganze Anordnung in Staßfurt im Steinsalzbergwerk (Berlepsch-Maybach-Schachtanlage) 406 m unter Tag aufgebaut. Der hier im großen Festsaal mit Steinsalzwänden innerhalb des Bleipanzers gemessene sehr gleichförmige Reststrom betrug nur 4 Proz. des in Halle gemessenen Stromes (der Strom in diesen Druckapparaturen wird also schon in Meeresniveau zu 96 Proz. von der Heßschen Ultrastrahlung hervorgerufen). Wurde nun im Bergwerk die Apparatur mit γ-Strahlung des Radiums bestrahlt, deren Ionisationsintensität der in Halle durch Heßsche Strahlung erzeugten Ionisierung gleich gemacht war, so ergaben sich wesentlich ruhigere Kurven als in Halle. Die Schwankung des Stundenwertes betrug nur 0,15 Proz. Diese Schwankungsgröße ist in Übereinstimmung mit der statistischen Schwankung der Ionisation, die sich aus der Größe der Ionenmengen der Einzeleffekte der γ-Strahlen schätzen läßt, und zeigt, daß die Apparatur ordnungsmäßig arbeitet.

Die gemessene Schwankungsgröße der Ultrastrahlung muß daher als eine spezifische Struktureigenschaft gedeutet werden, das heißt die Einzeleffekte innerhalb der benutzten Apparatur müssen etwa 50 mal so groß sein als die von γ-Strahlen[1]).

Über die Natur der Stöße, die auch in Halle — nicht in Staßfurt — in jedem Apparat unabhängig vom andern registriert wurden und die Ionenmengen von etwa 2—10 Millionen entsprechen, kann erst von weiteren Versuchen Aufklärung erhofft werden. Man könnte an Atomzertrümmerungsprozesse denken. Versuche mit verschiedenen Gasen sind in Ausführung begriffen.

Die Mittel zur Konstruktion der großen Zwillingsapparatur sind von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft bewilligt worden, der auch an dieser Stelle hierfür gedankt sei[2]).

1) Neueste Beobachtungen haben folgendes gezeigt: Wenn die beiden Apparate innerhalb eines gemeinsamen Bleipanzers übereinander gelegt werden, so treten deutlich simultane Schwankungen auf, die offenbar im Sinne der Bothe-Kolhörsterschen Beobachtungen zu deuten sind.

2) Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst in der Zeitschrift für Physik.

Halle, Physikalisches Institut.

P. Debye (Leipzig), Röntgenzerstreuung an Flüssigkeiten und Gasen.

Der auf der Breslauer Tagung gehaltene Vortrag hatte Bezug auf die Unterscheidung von Isomeren mit Hilfe ihrer Zerstreuung, was auch im Titel zum Ausdruck kam. In der Einleitung wurden die Prinzipien der Messung erläutert und an einem Beispiel gezeigt, wie verschieden sich Flüssigkeiten und Gase verhalten. Die Resultate bezüglich der Isomere wurden nun schon in einer vorläufigen Mitteilung (Physik. Zeitschr. 31, 142, 1930) veröffentlicht. Ich darf daher diese Gelegenheit einer Zusammenstellung der Breslauer Vorträge dazu benutzen, die genannten einleitenden Bemerkungen vorzubringen. Durch den obigen abgeänderten Titel soll dem Sachverhalt Rechnung getragen werden.

Wenn man eine Flüssigkeit bestrahlt, so werden sich in ihrer Zerstreuung zwei Wirkungen überlagern: die intermolekulare Interferenz von Molekül zu Molekül und die innermolekulare Interferenz von Atom zu Atom im Einzelmolekül. Solange der letztere Effekt noch nicht rein beobachtet war, konnte man nicht mit Sicherheit zwischen den beiden Effekten unterscheiden, man wußte nur, daß die intermolekularen Interferenzen bei Flüssigkeiten jedenfalls eine besondere Rolle spielen. Nachdem wir nun die innermolekularen Interferenzen an Substanzen in Gasform (Physik. Zeitschr. 30, 84, 1929; Sächs. Akademie-Berichte 81, 29, 1929; Physik. Zeitschr. 30, 524, 1929) nachgewiesen haben, möchte ich an dem Beispiel des CCl_4 zeigen, wie das Gasdiagramm und das Flüssigkeitsdiagramm sich gegenseitig verhalten.

Zunächst sei bemerkt, daß es gelungen ist, an CCl_4-Dampf die ersten 4 Maxima in der Zerstreuungskurve zu beobachten und zwar mit Hilfe von Molybdän $K\alpha$-Strahlung, die durch ein dünnes Zirkonblech gefiltert war[1]). Mit Kupfer-K-Strahlung (gefiltert durch Nickelblech) haben nur noch 3 Maxima im ganzen zur Verfügung stehenden Winkelbereich von 180° Platz. Die Aufnahmen geschahen mit Hilfe von Zerstreuungsapparaten, deren Konstruktionsprinzip schon durch eine Skizze erläutert wurde (Sächs. Akad. loc. cit.). Bis zu einem mittleren Winkelbereich wurde der früher schon erwähnte Apparat benutzt, für große Winkel gegen den Primärstrahl wurde eine neue Zerstreuungskamera angefertigt. Die Aufnahmen wurden photometriert[2]) und die erhaltenen Schwärzungs-

1) Dem Laboratorium von Philips in Eindhoven möchte ich hier danken für die freundliche Überlassung eines Stückchens Zirkonbleches.

2) Ich darf hier wieder Herrn Dr. Hansen danken, der uns die Benutzung des Zeißschen Photometers in Jena gestattete.

Einige Registrierungen wurden mit dem Photometer des Jenaer Physikalischen Institutes ausgeführt, für dessen Bereitstellung wir Herrn Geheimrat Wien bestens danken.

kurven in Intensitäten umgewertet. Das Resultat wird dargestellt durch Fig. 1. Die obere Kurve stellt die gestreute Intensität an CCl_4-Dampf dar als Funktion des Winkels zwischen Primär- und Sekundärstrahl. Die untere Kurve gibt die Intensität als Funktion der Größe $x = 2 \sin \frac{\vartheta}{2}$, die bei diesen Interferenzfragen immer die eigentliche Variable ist. Der verfügbare Wertebereich

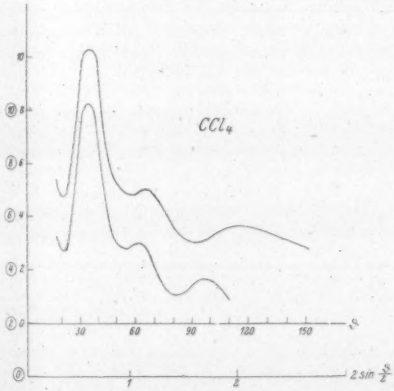


Fig. 1.

von x erstreckt sich von $x = 0$ bis $x = 2$. Man sieht wie nahezu der ganze Bereich erfaßt ist und stellt fest, daß er 3 Maxima enthält, die auf die Interferenz der Sekundärstrahlungen der 4 Cl-Atome beruhen. In der Darstellung der Intensität als Funktion von x sollten die Abszissen der Minima sich in erster Näherung (d. h. wenn die Atome als Punkte ohne Ausdehnung behandelt werden) verhalten wie 3 : 7 : 11 und die Abszissen der Maxima wie 5 : 9 : 13, was man an Hand der Fig. 1 bestätigt.

Weiter wurden nun neben den Gaszerstreuungen auch verschiedene Zerstreuungskurven von flüssigem CCl_4 aufgenommen. Es wurde dazu ein Apparat konstruiert, in dem die Primärstrahlung auf die freie Oberfläche der Flüssigkeit auffiel und die gestreute Strahlung aufgenommen wurde auf einem kreisförmig gebogenem Film, dessen Kreis seinen Mittelpunkt dort hatte, wo die Primärstrahlung auf die Flüssigkeitsoberfläche auffiel. Die Methode ist ähnlich der von Prins verwendeten (Zeitschr. f. Phys. **56**, 617, 1929). Nur hält Prins es für nötig, die Röntgenröhre mit der daran fest verbundenen Filmkassette während der Aufnahme um einen gewissen Winkelbereich hin- und herzuschwenken. Man kann sich leicht überlegen, daß diese Schwenkung vollständig unnötig ist, In unserem Falle stand daher die Röhre und der Film fest. Die Aufnahmen fanden statt[1]) unter zwei Einfallswinkeln von 5^0 und von 15^0. Die erhaltenen Filme wurden photometriert und die Schwärzung in Intensität umgewertet. Durch die Absorption der Strahlung in der Flüssigkeit wird eine Fälschung der Intensitätskurve bewirkt. Ist α der Glanzwinkel der Primärstrahlung gegen die Flüssigkeitsoberfläche, so findet man, daß die Absorption für die Intensität in der Richtung ϑ einen Faktor bedingt vom Werte

$$\frac{1}{\mu} \frac{\sin(\vartheta - \alpha)}{\sin \vartheta + \sin \alpha},$$

wenn μ den Absorptionskoeffizient der Strahlung in der Flüssigkeit bedeutet. Für diesen Einfluß wurden die Intensitätskurven korrigiert. Man erhält dann die ausgezogene Kurve in Fig. 2. Es treten daher zwei deutliche Maxima auf bei $\vartheta = 17{,}5^0$ und $\vartheta = 32^0$, und zwei weniger deutliche Erhebungen bei etwa $\vartheta = 44^0$ und $\vartheta = 66^0$. Zum Vergleich ist in Fig. 2 außerdem die Kurve für CCl_4-Gas gestrichelt eingetragen. Die ersten drei Erhebungen der ausgezogenen Flüssigkeitskurve sind wohl im wesentlichen den für die Flüssigkeit charakteristischen intermolekularen Interferenzen zuzuschreiben; die vierte Erhebung, die mit dem zweiten Maximum der Gaskurve zusammenfällt, dürfte dagegen auf innermolekulare Interferenz zurückzuführen sein. Sie liegt bei einem so großen Winkel gegen den Primärstrahl, daß doch im Wesentlichen die

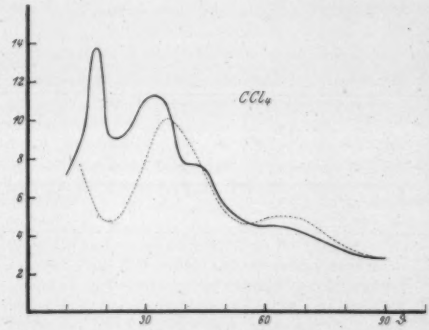


Fig. 2.

intermolekularen Interferenzwirkungen abgeklungen sein werden. Man kann nunmehr solche Intensitätskurven für Flüssigkeiten mit Rücksicht

[1]) Sie wurden im Leipziger Institut ausgeführt von R. Kaiser und H. Mencke.

auf die Atominterferenz korrigieren und erhält dann eine reduzierte Kurve, welche die intermolekularen Interferenzen rein darstellt. Aus dieser bereinigten Kurve ist es nun möglich, mittels eines einfachen Verfahrens eine Kurve abzuleiten, welche die Verteilungswahrscheinlichkeit der Moleküle darstellt. So bekommt man dann experimentell ein Bild der Molekülanordnung in der Flüssigkeit. Über die Ausführung dieses Verfahrens wird demnächst berichtet werden.

Leipzig, den 11. Februar 1930.

W. Steubing (Breslau), Feldverteilung und Fehlerquellen im Starkeffekt nach der Lo Surdo-Methode.

Weniger optische Abbildungsschwierigkeiten und Stromschwankungen sind verantwortlich für mangelnde Definition aufgespaltener Linien bei dieser Methode als Veränderungen durch die Entladung an der Kathode. Deren geometrische Form ist für die Größe des Feldes und den Feldverlauf (neben richtigem Gasdruck) in erster Linie maßgebend. Sowohl durch okulare Beobachtung an der zerlegten $H\beta$-Linie als auch durch spektrographische Aufnahmen mit hoher Dispersion von $H\beta$ und $H\gamma$ wurde festgestellt, daß der Höchstwert des Feldes stets an der wirklichen Kathodenoberfläche liegt, und die angebliche Raumladung vor der Kathode nicht für die Rückwärtskrümmung der Linien an der Elektrodenoberfläche zur Erklärung herangezogen werden kann. Endlich wurden die Versuchsbedingungen mitgeteilt, wie man fehlerfreie, gut definierte Aufnahmen erhält.

H. Müller (Breslau), Geschwindigkeitsmessungen in stehenden Luftwellen.

Im Anschluß an die Arbeit von Goldbaum und Waetzmann[1]) wurden in stehenden Luftwellen Messungen mit Widerstandsthermometern ausgeführt, um ihre Verwendbarkeit zu Schallmessungen weiterhin zu prüfen.

Stellt man einen elektrisch geheizten Wollastondraht in den Schwingungsbauch einer stehenden Luftwelle, so erhält man die maximale Kühlwirkung durch die bewegte Luft. Dieser Kühleffekt sollte normalerweise aus zwei Komponenten bestehen. Da die Geschwindigkeit der Luftwelle durch den Ausdruck $v = v_{max} \cdot \sin \omega t$ gegeben ist, und da die Kühlwirkung in gewissen Grenzen proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit ist, ergibt sich ein konstanter Kühleffekt und ein solcher von der Periode des Obertones. Überlagert sich der Geschwindigkeit $v_{max} \cdot \sin \omega t$ noch eine Gleichstromgeschwindigkeit, die etwa durch Konvektion hervorgerufen ist, so tritt noch ein Grundtoneffekt hinzu.

Die Versuchsanordnung zur Absolutmessung dieser drei Effekte war die folgende: Die stehende Schallwelle wurde in einem Rohr erzeugt, an dessen gedacktem Ende ein Wiensches Membranmanometer angebracht war. Dieses diente einmal zur Kontrolle der Resonanzabstimmung des Rohres und der Obertonfreiheit, und zweitens wurde so die Druckamplitude gemessen, womit unter bestimmten Voraussetzungen auch die Geschwindigkeitsamplitude gegeben ist. Handelte es sich um die Messung des konstanten Kühleffekts, so lag das Widerstandsthermometer in einer Brückenanordnung; sollte der periodische Kühleffekt gemessen werden, so wurden die an dem Draht entstehenden Wechselspannungen durch Siebkreise nach Grund- und Oberton getrennt, verstärkt und einzeln gemessen.

Die Messergebnisse waren folgende:

1. Konstanter Kühleffekt. Es besteht eine starke Frequenzabhängigkeit in dem Sinn, daß der konstante Kühleffekt bei gegebener Geschwindigkeitsamplitude um so kleiner wird, je höher die Frequenz ist. (Damit wurden die schon von Goldbaum und Waetzmann gemachten Beobachtungen bestätigt.) Er wächst mit steigender Drahttemperatur.

2. Obertoneffekt. Bei einer bestimmten Frequenz und Temperatur wurde der Obertoneffekt als Funktion der Geschwindigkeitsamplitude gemessen und diese Meßreihe bei anderen Frequenzen und Temperaturen wiederholt. Man erhält dann Kurven, die, wie zu erwarten ist, parabelförmig verlaufen. Auch hier besteht eine Frequenzabhängigkeit in demselben Sinne wie beim konstanten Kühleffekt. Der Obertoneffekt wächst mit steigender Temperatur des Drahtes. Im Schwingungsknoten ist der Effekt gleich Null, während er im Schwingungsbauch sein Maximum erreicht.

3. Grundtoneffekt. Die hierbei erhaltenen Kurven waren nicht reproduzierbar. Das ist insofern nicht zu verwundern, als das Auftreten des Grundtoneffektes auf die schon mehrfach beobachteten, komplizierten Strömungserscheinungen im Innern eines Schallrohres zurückzuführen sein dürfte.

Während also der Grundtoneffekt für Meßzwecke nicht zu gebrauchen ist, kann man durch Messung sowohl des konstanten Kühleffekts wie des Obertoneffekts mit Widerstandsthermometern quantitative Messungen in Schallwellen ausführen, wenn man sich den Draht entsprechend geeicht hat.

1) G. Goldbaum und E. Waetzmann, Zeitschr. f. Phys. **54**, 179, 1929.

E. Waetzmann und H. Heisig (Breslau), Zur Messung der unteren Hörgrenze.

Es wurde über einige vorläufige Messungen berichtet. Die ausführliche Arbeit soll in den Annalen der Physik erscheinen.

R. Fleischer und H. Teichmann (Dresden), Die Erhöhung des lichtelektrischen Effektes des Kaliums durch Wasserstoff.

Nach der Herstellung lichtelektrischer Alkalizellen durch Gießen, Destillieren oder durch Elektrolyse ist es meist notwendig, besonders wenn die Zellen für technische Zwecke benutzt werden sollen, diese einem besonderen Sensibilisierungsprozeß zu unterwerfen. Dazu wird eine Methode benutzt, die bereits 1910 von Elster und Geitel[1]) beschrieben und angewandt worden ist. Auf Grund zweier Arbeiten schließt Suhrmann[2]) [3]), daß die hohe lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums im sichtbaren Gebiete des Spektrums auf die Gegenwart von H^+-Ionen zurückgeführt werden muß. Molekularer Wasserstoff übt danach keinen Einfluß auf die lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums aus. Es ist auf jeden Fall ein Verdienst Suhrmanns, den Bindungsvorgang zwischen Alkalimetallen und Gas als Problem wieder aufgegriffen zu haben. Aber zwei Beobachtungen, die man bei der Sensibilisierung von Kaliumzellen mittels Glimmentladung machen kann, sprechen gegen die Anschauung Suhrmanns. Erstens wird während der Glimmentladung Kalium zerstäubt und zweitens ist der Erfolg des Sensibilisierungsprozesses abhängig vom Gasdruck in der Zelle[4]). Beide Beobachtungen weisen darauf hin, daß zur Steigerung der Empfindlichkeit dampfförmiges Kalium vorhanden sein muß. Ob das Gas, mit dem sich das dampfförmige Kalium zu einer mehr oder weniger leichten chemischen Verbindung vereinigt, molekular sein kann oder ionisiert sein muß, darüber sollen folgende Versuche entscheiden.

1. Es wird eine im Hochvakuum auf eine durch Glühen entgaste Platinfolie aufgedampfte K-Schicht mit molekularem Wasserstoff beschickt, um den Einfluß von molekularem Wasserstoff auf eine dünne K-Schicht festzustellen. Die lichtelektrische Empfindlichkeit nimmt sehr rasch ab, selbst nach 24 Stunden langem Stehen im Hochvakuum ist die Ausbeute nur unwesentlich gestiegen.

2. Die mit Wasserstoff übersättigte K-Schicht wird durch erneutes Aufdampfen von Kalium im Hochvakuum mit einer neuen Kaliumschicht belegt. Bei gleichzeitiger Steigerung der lichtelektrischen Empfindlichkeit tritt ein scharfes Maximum bei 436 $m\mu$ auf.

3. Es wird auf die bis zur lichtelektrischen Unempfindlichkeit im sichtbaren Gebiete des Spektrums abgeglühte Platinfolie einmal im Hochvakuum und dann in einer Wasserstoffatmosphäre von etwa 10^{-3} mm Hg eine Kaliumschicht aufgedampft. Es wird im zweiten Falle eine wesentlich höhere Empfindlichkeit und ein Maximum bei 436 $m\mu$ erhalten.

4. Es werden die Versuche Suhrmanns wiederholt, ohne jedoch die Resultate reproduzieren zu können. Es gelingt nicht durch Ionenbombardement eine Empfindlichkeitssteigerung zu erhalten.

Die Versuche sind geeignet zu zeigen, daß zur Steigerung der lichtelektrischen Empfindlichkeit einer Kaliumkathode die Gegenwart dampfförmigen Kaliums wesentlich ist, und daß die integrale Empfindlichkeit sowie die spektrale Empfindlichkeitsverteilung einer Schicht nicht an die Gegenwart von ionisiertem Wasserstoff bei der Sensibilisierung gebunden ist, sondern durch molekularen Wasserstoff verursacht wird.

(Die Arbeit erscheint ausführlich in der Zeitschrift für Physik.)

Dresden, Physikalisches Institut der Sächsischen Technischen Hochschule. Im Februar 1930.

R. Fleischer und H. Teichmann (Dresden), Über den Einfluß von Stickoxyd auf die lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums.

Der Einfluß des Gasgehaltes auf die lichtelektrische Empfindlichkeit der Metalle ist zweierlei Art. Der lichtelektrische Effekt ist einmal von der Menge und dann von der Art des ad- und absorbierten Gases abhängig[1]) [2]). Die Abhängigkeit von der Art des Gases zeigt sich z. B. bei den Alkalimetallen in der Lage des selektiven Maximums der lichtelektrischen Empfindlichkeit. So ist für Kalium mit Wasserstoff oder einem der Edelgase das Maximum bei 436 $m\mu$ charakteristisch. Kalium mit Sauerstoff liefert ein Maximum bei 313 $m\mu$. Kalium mit einem Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisch wird durch ein Maximum bei 390 $m\mu$ gekennzeichnet. Ist das Kalium mit einem dieser elementaren Gase einmal bis zu einem gewissen Zustande gesättigt, so wird diese

1) J. Elster und H. Geitel, Physik. Zeitschr. **11**, 257, 1910.
2) R. Suhrmann und H. Theissing, Zeitschr. f. Phys. **52**, 553, 1928.
3) R. Suhrmann, Physik. Zeitschr. **29**, 811, 1928.
4) R. Fleischer, Physik. Zeitschr. **30**, 320, 1929.

1) M. Sende und H. Simon, Ann. d. Phys. **65**, 697, 1921.
2) R. Fleischer und H. Dember, Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 133, 1926.

mehr oder weniger leichte Kalium-Gas-Verbindung keine wesentliche Veränderlichkeit ihrer lichtelektrischen Empfindlichkeit zeigen, sofern nicht Änderungen im Gasgehalt oder äußere Eingriffe dazuführen.

Anders verhalten sich Gasverbindungen, die stark reduzierend wirken, z. B. *NO*.

Setzt man eine Kaliumschicht 15 Minuten der Einwirkung von *NO* (etwa 10^{-3} mm *Hg*) aus, pumpt dann ab und mißt die spektrale Empfindlichkeitsverteilung der Kaliumschicht, so zeigt sich, daß die lichtelektrische Ausbeute der Schicht sehr stark gesunken ist, daß sich die langwellige lichtelektrische Grenze in das sichtbare Gebiet verschoben hat, und daß ein selektives Maximum bei 334 mμ schwach angedeutet ist. Verbleibt nun diese Kalium-Stickoxyd-Schicht weitere 24 Stunden im Hochvakuum, so steigt die Empfindlichkeit im ultravioletten Gebiete des Spektrums sehr stark an, das Maximum tritt scharf bei 365 mμ hervor, die langwellige lichtelektrische Grenze wandert wieder nach dem roten Ende des sichtbaren Spektrums.

NO zeigt ein ganz anderes Verhalten wie H_2. Vermutlich spielt bei der Empfindlichkeitssteigerung die reduzierende Wirkung des *NO* eine Rolle.

(Die Arbeit ist erschienen in der Zeitschr. f. Phys. **60**, 317, 1930.)

Dresden, Physikalisches Institut der Sächsischen Technischen Hochschule. Im Februar 1930.

R. Suhrmann und H. Theissing (Breslau), Eine einfache und exakte Methode zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen.

Bei der Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen durch Messung der Strom-Gegenfeldkurve bestimmt man den lichtelektrischen Strom (in Abhängigkeit vom Anodenpotential), im allgemeinen in der Weise, daß man die Kathode mit einem Quadrantelektrometer verbindet und dessen Aufladung pro Zeiteinheit mit der Stoppuhr mißt. Für den vorliegenden Zweck hat diese Methode folgende Nachteile: 1. Während der Aufladung des Elektrometers ändert sich das Potential der Kathode und damit die an der Zelle liegende Spannung; 2. die Trägheit der Elektrometernadel beeinflußt die scheinbare Aufladegeschwindigkeit des Elektrometers, wenn man bei beginnender Aufladung mißt; 3. stoppt man erst dann ab, wenn sich die Nadel gleichmäßig bewegt, so läuft man Gefahr, daß sich das Elektrometer nicht mehr der Zeit proportional auflädt; 4. bei Ermittlung einer größeren Anzahl von Meßpunkten benötigt man wegen der großen Trägheit des schwingenden Systems längere Zeit für die Aufnahme einer Kurve.

Den letzteren Übelstand kann man durch Verwendung eines empfindlichen Fadenelektrometers beheben, doch bleiben auch hierbei der erste, zweite und dritte Nachteil der üblichen Methode.

Es wird daher vorgeschlagen, das Fadenelektrometer unter Anwendung einer Kompensationsmethode zur Aufnahme der Strom-Spannungskurven zu benutzen. Der lichtelektrische Strom erzeugt einen positiven Spannungsabfall längs eines Hochohmwiderstandes (10^{10} bis 10^{11} Ω), der durch eine negative meßbare Spannung (z. B. 0,030 bis 5 Volt) gerade kompensiert wird[1]). Die Gleichheit der Spannungen wird mit einem Fadenelektrometer oder noch besser mittels eines Doppelgitterröhren-Voltmeters und einem Schleifengalvanometer als Nullinstrument beobachtet. Die Vorteile dieser Methode sind folgende:

1. Die oben genannten Nachteile der üblichen Methode fallen sämtlich weg, insbesondere erlaubt die geringe Trägheit des Elektrometerfadens bzw. der Galvanometerschleife ein sehr schnelles und exaktes Messen; 2. man erhält den lichtelektrischen Strom in Abhängigkeit von der Anodenspannung im Absolutmaß; 3. die Verwendung des Röhrenvoltmeters erhöht die Empfindlichkeit der Messung; 4. man ist unabhängig von der Proportionalität der Verstärkung mit der zu verstärkenden Spannung.

1) Den Spannungsabfall direkt ohne Kompensation zu messen ist fehlerhaft, wie sich zeigen läßt.

Erich Marx und A. E. Herbert Meyer (Leipzig), Über einen neuen lichtelektrischen Effekt an Alkalizellen. (Vorgetragen mit experimenteller Vorführung auf der Gauversammlung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Breslau am 11. Januar 1930 von Erich Marx.)

I. In einer vorläufigen Mitteilung in den Naturwissenschaften[1]) hat der eine von uns (Marx) über einen neuen lichtelektrischen Effekt an Alkalizellen berichtet. Der Effekt besteht in folgendem: Bestrahlt man eine Kaliumelektrode mit Licht von der Schwingungszahl ν, so ist ihr Aufladepotential V nach Einsteins Gleichung gegeben durch $h(\nu - \nu_0) = eV$, wo ν_0 die langwellige Grenze, h die Planckschen Konstante ist. $h\nu_0$ ist seinem Betrage nach gleich dem Kontaktpotential des Kaliums in der Zelle.

1) Die Naturwissenschaften, **17**, 806—807. 1929.

Hiernach müßte, hinreichende gegenseitige Isolation der Elektroden der Zelle und Lichtintensität vorausgesetzt, das Aufladepotential bei Einstrahlung von nicht monochromatischen Licht lediglich abhängen von der kürzesten Strahlung, welche in dem einfallenden Strahlenbündel vorhanden ist.

Fiel aber weißes Licht eines Kohlebogens in eine Kaliumzelle, die so konstruiert war, daß die Anode weder von direktem noch von reflektiertem Licht getroffen werden konnte, so ergab sich eine Zunahme des Aufladepotentials, wenn in den Gang des Lichtes ein Filter geschaltet wurde, welches im wesentlichen die blauen Strahlen hindurchließ, die roten aber absorbierte. Das Aufladepotential wird also durch die Gegenwart von langwelligem Licht verkleinert, gegenüber dem Grenzpotential, das der kürzesten Wellenlänge des einfallenden Lichtes entspricht.

Diesen Effekt will ich Ihnen zunächst in zweifacher Form vorführen. Ich will zunächst zeigen, daß bei Bestrahlung dieser geschützten Kaliumzelle durch die angebrachte kleine Blende sich ein Grenzpotential (= G.P.) einstellt, unabhängig von der Stärke der Belichtung. Sie sehen dies an dem bei Variation der Intensität unveränderlich bleibenden Ausschlag des Einfadenelektrometers. Schalte ich aber in den Gang des Lichtes ein Blaufilter (Schottfilter BG 4), so sehen Sie eine nicht unbeträchtliche Zunahme des Ausschlages sich einstellen, obwohl die Intensität durch das Blaufilter auf 1 Fünftel geschwächt ist, und sicher kein kürzerwelliges Licht durch Einschalten desselben in die Zelle strahlt. Daß der Ausschlag sich nicht sofort einstellt, liegt im wesentlichen an der endlichen Kapazität der Anordnung. Ich will nun den Effekt nicht wie eben durch ein subtraktives, sondern durch ein additives Verfahren demonstrieren, indem ich zeigen werde, daß bei Verstärkung des roten Lichtes das G.P. zurückgeht. Zu diesem Zwecke benütze ich ein zweiteiliges Filter, von dem die eine Seite ein Blaufilter BG 4 und die andere Seite ein Orangefilter (Schottfilter OG 2) enthält. Wird jetzt zunächst das Orangefilter abgedeckt, so sehen Sie die Einstellung des gleichen G.P. wie früher. Wird aber das orange Licht hinzugelassen, so geht der Elektrometerausschlag zurück. Bei diesen Versuchen befand sich vor der Blende der Zelle ein Gelbfilter (Schottfilter GG 7).

II. Dieses Grundexperiment zeigt qualitativ den zunächst unerwarteten Effekt, daß das Grenzpotential bei nicht monochromatischem Licht infolge der Beimengung von langwelligem Licht verringert wird. Diesen Grundeffekt haben wir nun gemeinsam mit einer durch einen Doppelmonochromator von Streulicht befreiten Strahlung verfolgt, und haben dabei gefunden, daß die beschriebene Einwirkung der langwelligen Komponente für jede photoelektrisch wirksame Wellenlänge existiert. Wir überzeugten uns hierbei ferner durch den entscheidensten Grundversuch, der sich anstellen läßt, nämlich der Aufnahme der h/e-Kurve, daß bei streng monochromatischem

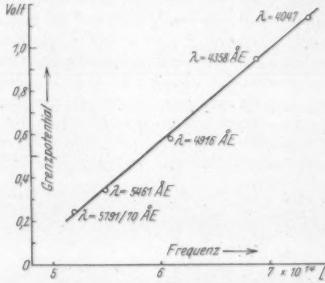


Fig. 1.

Lichte die lineare Abhängigkeit des Grenzpotentials von der Frequenz so vollkommen erfüllt ist, daß die Neigung der h/e-Geraden innerhalb geringer Fehlergrenzen mit den aus sicheren experimentellen Daten bestimmten Werten übereinstimmt (Fig. 1).

Die Methode, die für diese Experimente verwendet wurde, unterscheidet sich wesentlich von der in der bekannten grundlegenden Arbeit Millikans benützten. Es wird rein elektro-

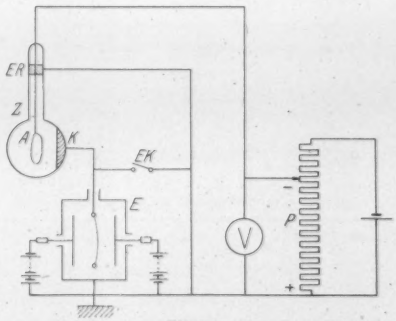


Fig. 2.

metrisch gemessen und das Grenzpotential der bestrahlten Elektrode entweder durch Messung der erfolgten Aufladung mit einem Einfadenelektrometer oder besser durch Kompensation derselben auf die Spannung Null mit Hilfe eines an die Anode gelegten negativen Gegenpotentials bestimmt, wobei die Größe des Gegenpotentials an einem Präzisionsvoltmeter V entsprechend

umstehendem Schaltschema (Fig. 2) abgelesen wurde. Der große Vorteil, der diese Schaltung vor der direkten Aufladememessung auszeichnet, besteht darin, daß die Anbringung eines Erdringes (= E.R.), der das Überkriechen der Anodenspannung auf die bestrahlte Elektrode verhindert, sich ohne Gefährdung der Grenzpotentialmessung anbringen läßt, weil in diesem Fall keine Potentialdifferenz zwischen Kathode und Erdring, die beide auf dem Potential Null gehalten werden, vorhanden ist. Weiter aber überragt diese Methode an Sicherheit der Einstellung und Schnelligkeit der Messung wohl zweifellos die der Extrapolation der Stromspannungskurve auf den Stromwert Null. Die Zelle,

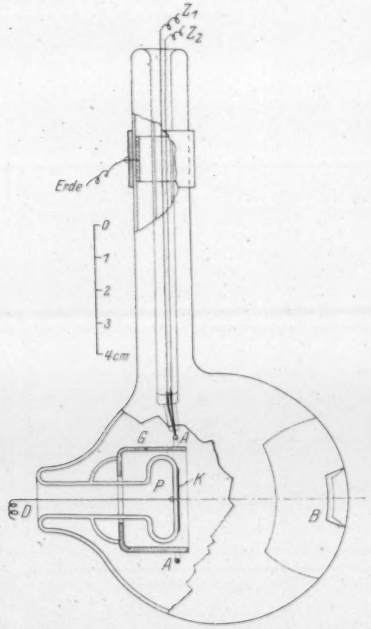


Fig. 3.

die hierbei benützt wurde, ist von der in Fig. 3 gezeichneten Art. Bei der Röhre ist die Kaliumschicht K auf der platinierten Frontfläche des Glaspilzes P niedergeschlagen. Die Zuführung geschieht durch den Draht D. Der Anodendraht mit den Zuführungen Z_1, Z_2 ist in der Mitte ringförmig ausgebildet und ausglühbar. Zwischen Anode und Kathode befindet sich die im Querschnitt sichtbare Glocke G aus schwarzem Glas, die eine Reflexion des eingestrahlten Lichtes von der Kathode zur Anode hin unmöglich macht. Die Innenfläche des ganzen Rohres ist mit einer ganz dünnen Kaliumschicht belegt. Außen befindet sich ein ausgedehnter Stanniolbelag B, welcher mit einer rechteckigen Aussparung als Blende versehen ist. Blende B und Kaliumschicht sind metallisch verbunden, so daß der Innen- und der Außenbelag und die bestrahlte Elektrode auf gleichem Potential sind und allein die Anode das Kompensationspotential aufnimmt. Die Röhre ist extrem evakuiert.

Auf Grund der Untersuchung sehr verschiedener Formen von Zellen haben wir die letztere als besonders geeignet befunden. Es zeigte sich zwar, daß die beim ersten Auffinden des Effektes sofort geübte Vorsicht, die Anode von Belichtung völlig freizuhalten, zur qualitativen Vorführung des Effektes nicht notwendig ist. Um aber quantitative h/e-Kurven zu erhalten, tut man gut, eine Form der Röhre wie die hier skizzierte zu wählen, wobei aber zur Erzielung einer weitgehenden Präzision gewisse Kunstgriffe notwendig sind, über die der eine von uns in seiner demnächst erscheinenden Dissertation berichten wird. Wie man sieht, ist von $\lambda = 5791$ Å.E. bis $\lambda = 4047$ Å.E. bei der verwendeten Kaliumzelle das Einsteinsche Gesetz streng erfüllt.

III. Nachdem hierdurch gezeigt war, daß die verwendete Zelle sich einwandfrei bei Bestrahlung mit monochromatischem Lichte verhielt, haben wir sie zur Sicherstellung des eingangs beschriebenen Effektes verwendet. Im folgenden haben wir nicht mehr mit Farbfiltern, sondern mit streng monochromatischem Licht den Einfluß einer langwelligen Komponente auf das Grenzpotential einer kurzwelligen untersucht.

Das Resultat zeigt das Diagramm 4. Bei diesem ist als kurzwellige Komponente die blaue Quecksilberlinie $\lambda = 4358$ Å.E. verwendet, und zwar wird diese Wellenlänge in drei verschiedenen Intensitäten zur Einstrahlung gebracht, nämlich 139 erg/sec, 11,4 erg/sec und 5,8 erg/sec, wobei aber die geringste Intensität noch das absolut gleiche G.P. ergibt wie die stärkste. Wird nun als langwelliges Licht die grüne Quecksilberlinie $\lambda = 5461$ Å.E. hinzugemischt, so ergibt sich der Einfluß auf das G.P. des kurzwelligen Lichtes abhängig von der Intensität beider Komponenten. Dies ist ersichtlich aus Diagramm 4. Hier zeigen die Kurven a, b und c den zunehmenden Rückgang des Grenzpotentials mit zunehmender Intensität n_2 des langwelligen Lichtes ($\lambda = 5461$ Å.E.) bei konstanter Intensität n_1 des kurzwelligen. Die Geraden a, b, c lassen sich in eine einzige zusammenfassen, wenn man als Abszisse das Verhältnis n_2/n_1 wählt. In Diagramm 5 sind so sämtliche Beobachtungen aus Diagramm 4 dargestellt.

IV. In dem folgenden Versuch sind wir zur Zumischung verschiedener Frequenzen zu einer das maximale Grenzpotential bestimmenden übergegangen. Bei der im Versuch verwendeten Glasoptik war die kürzeste, noch verwendbare Linie die Wellenlänge $\lambda = 4047$ Å.E. Das Diagramm 6 zeigt den Einfluß der Zumischung bei konstanter Intensität n_1 der eingestrahlten violetten Linie. In dem Diagramm ist der Rückgang des G.P.

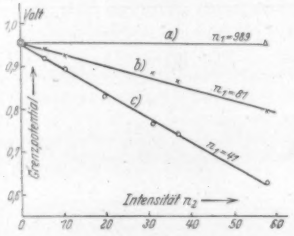


Diagramm 4.

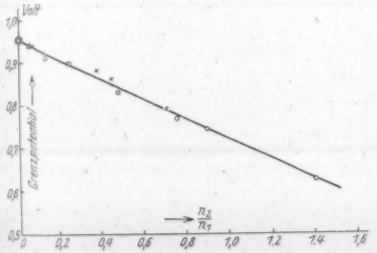


Diagramm 5.

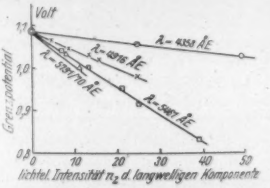


Diagramm 6.

bei Zumischung der Linien $\lambda = 5791, 5770$ Å.E., 5461 Å.E., 4916 Å.E. und 4358 Å.E. eingetragen. Wie ersichtlich findet linearer Rückgang in Abhängigkeit von der Intensität n_2 der langwelligen Komponente statt. Die Intensitätsmessung erfolgte durch Einschalten einer heliumgefüllten Kaliumzelle, die einerseits in erg/sec geeicht war, andererseits in ihrer relativen Stromempfindlichkeit für verschiedene Frequenzen mit der Versuchszelle quantitativ verglichen war. Es konnte also durch Messung der Stromintensität mit der gasgefüllten Zelle die Elektronenemission der Versuchszelle für jeden einzelnen Versuch angegeben werden. Dementsprechend ist in folgendem als Intensität stets die Größe der Elektronenemission der Versuchszelle eingetragen.

Steigert man wie in Diagramm 7 die Intensität der blauen Linie 4358, so ergibt sich ein Punkt der Violett-Blau-Kurve, wo die lineare Abnahme aufhört und eine asymptotische Annäherung an das G.P. des langwelligen Lichtes eintritt.

Der lineare Rückgang ergibt sich für die blaue Quecksilberlinie $\lambda = 4358$ Å.E. als höchste Frequenz bei Zumischung von 5791/5770 Å.E., 5461 Å.E. und 4916 Å.E., wie Diagramm 8 zeigt.

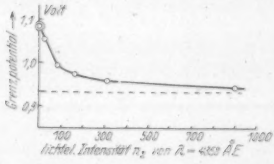


Diagramm 7.

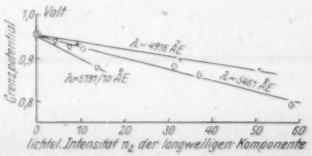


Diagramm 8.

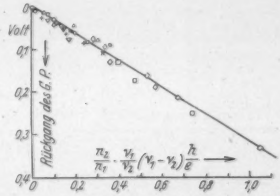


Diagramm 9.

V. Trägt man die Beobachtungen, welche den Rückgang für die jeweilig variierte kürzeste Frequenz in den Diagrammen 4—8 wiedergegeben in ein einziges Koordinatensystem (Diagramm 9) ein, bei dem die Ordinate den Rückgang des Grenzpotentials vom maximalen Wert desselben angibt, und die Abszisse die Größe $\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\nu_1}{\nu_2}(\nu_1 - \nu_2) \cdot \frac{h}{e}$ darstellt, so zeigt sich, daß

sich sämtliche Beobachtungswerte sehr weitgehend einer Geraden anschließen. Hierbei bedeutet $\frac{n_2}{n_1}$ das Verhältnis der Elektronenemissionen in der Versuchszelle von dem eingestrahlten langwelligen Licht von der Frequenz ν_2 zu dem kurzwelligen von der Frequenz ν_1. Das Gesetz des Rückganges R ist demnach

$$R = \text{const} \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\nu_1}{\nu_2} (\nu_1 - \nu_2) \frac{h}{e} \cdot$$

VI. Der nächstliegende Einwand gegen die Stichhaltigkeit dieser Experimente ist der einer Elektronenabgabe durch die Anode. Eine Erniedrigung des Aufladepotentials würde eintreten, wenn die Anode Elektronen aussenden würde. Aus diesem Grunde sind wir gleich bei Beginn der Versuche von solchen Photozellen ausgegangen, bei denen ein Auftreffen des eingestrahlten Lichtes auf die Anode vermieden war. Die ersten benutzten Zellen waren von der Konstruktion, daß die kreisförmige Anode in einem vorderen Glasgefäß sich befand, welches durch ein enges Glasrohr mit einem hinteren Gefäß, das mit Kalium belegt war, kommunizierte. Der Anodenring war von so großem Durchmesser, daß er nicht von dem in feinem Strahl ausgeblendetem parallelem Lichte getroffen werden konnte. Diese Röhre war ferner außen vollständig geschwärzt und das von der Kathode reflektierte Licht konnte so keinesfalls die Anode treffen.

Wir haben aber um diesen so naheliegenden Einwand, daß der beobachtete Effekt durch Elektronenemission der Anode bedingt sei, a fundo auszuschalten, noch folgende Zelle konstruiert, deren Abbildung in Fig. 10 wiedergegeben ist. Hier ist die Anode A hinter der pilzförmig ausgebildeten Glaselektrode K durch eine ringförmige Schale S aus dunklem Glas noch besonders geschützt angebracht. Wenn sich nun auch bei Kalium unvermeidlich nach kurzer Zeit ein gegenüber Belichtung besonders empfindlicher Belag auch auf der Anode niederschlagen würde, so kann er hier sicher nicht zur lichtelektrischen Wirkung beitragen, da die Anordnung der Anode ein Hinzutreten des Lichtes vollständig ausschließt. Diese Röhre zeigt den Rückgang in gleicher Weise, wie die oben in Fig. 3 angegebene Konstruktion. Nur ist infolge der ungünstigeren Feldverteilung die Einstellung namentlich bei schwächerem Licht wesentlich träger. (Füllt man die gleiche Zelle mit Natrium, so zeigt sich sofort, daß der Rückgang des G.P. in gleicher Weise wie beim Kalium auch beim Natrium eintritt.)

VII. Die Erklärung[1]) der Herabsetzung des G.P. durch langwelliges Licht ist die folgende: Aus der von Ramsauer ermittelten universellen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich, daß bei G.P. selbst bei monochromatischem Licht eine Raumladungsverteilung über den ganzen Raum zwischen Anode und Kathode stattfinden muß. Die Größe der Raumladung ist durch Kapazität

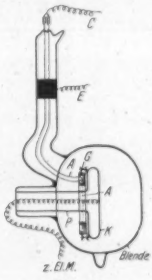


Fig. 10.

und G.P. bestimmt. Hierdurch sind alle für die Theorie notwendigen und hinreichenden Bedingungen gegeben. — Die Integration der Poissonschen Gleichung ergibt die Änderung der Verteilung der Raumladung in Abhängigkeit von der Frequenz. Strahlt nun langwelliges Licht neben kurzwelligem ein, so kann die Raumladung, die durch das langwellige Licht entsteht, ebenso wie die Aufladung der bestrahlten Elektrode, nur auf Kosten der durch das kurzwellige Licht freiwerdenden Elektronen entstehen. Da jedes austretende Elektron wieder zur bestrahlten Elektrode zurückkehrt, ist die Zahl der Elektronen, die durch das Licht verschiedener Frequenz erzeugt werden, gleich der Anzahl die in dem Raume zwischen Anode und Kathode vorhanden sind. Das Verhältnis der sekundlichen Elektronen-Erzeugung n_1/n_2, welches durch die Frequenz ν_1 und ν_2 entsteht, bestimmt demnach das Verhältnis, in welchem die durch ν_1 und ν_2 erzeugten Elektronen an der Emission beteiligt und in der Raumladung vorhanden sind. War bei alleiniger Einstrahlung des kurzwelligen Lichtes G.P. erreicht, so sinkt dieses ab, wenn die Verdrängung der durch das kurzwellige Licht erzeugten Elektronen so weit vorgeschritten ist, daß die sekundlich frei werdende Zahl nicht mehr ausreicht um die bestrahlte Elektrode bis

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die hier gegebene Erklärung weicht von der in Breslau von mir vorbehaltlich vorgetragenen wesentlich ab. Ich hatte damals die Berechnung der Austrittsarbeit unter dem Einfluß der Raumladung noch nicht durchgeführt.

zum G.P. aufzuladen. Das G.P. nähert sich dann asymtotisch dem G.P. des langwelligen Lichtes, entsprechend dem Diagram 7. — Die Veröffentlichung der Theorie wird demnächst erfolgen.

Leipzig, Januar 1930, Abt. f. Radiophys. d. Phys. Inst.

Eduard Teller (Leipzig), Berechnung der angeregten Zustände des Wasserstoffmolekülions.

Es wurden die angeregten Zustände des Wasserstoffmolekülions H_2^+, welche bei Auseinanderführung der Kerne in ein Proton und in ein Wasserstoffatom im Grundzustand oder im ersten angeregten Zustand zerfallen, durch direkte Verfahren berechnet. Die Rechnung[1]) liefert die Energie als Funktion des Kernabstandes. Nur zwei dieser Kurven haben ein Minimum bei nicht zu großen Kernabständen. Sie gehören zu den Zuständen $3\,d\sigma$ und $2\,p\pi$[2]). Die Dissoziationsenergien sind: 1,35 Volt für $3\,d\sigma$, 0,27 Volt für $2\,p\pi$. Die Gleichgewichtsabstände: 4,5 Å. bzw. 4 Å[3]). Diese Zustände, besonders aber $2\,p\pi$, dürften wegen den großen Kernabständen schwer realisierbar sein. Zur Frage, ob ein Bandenspektrum möglich ist, sei bemerkt, daß $3\,d\sigma$ und $2\,p\pi$ wegen der großen Änderung des Gleichgewichtsabstandes mit dem Grundzustand nicht kombinieren. (Der Gleichgewichtsabstand im Grundzustand $1\,s\sigma$ beträgt 1,0 Å.[4]) Der Übergang $3\,d\sigma - 1\,s\sigma$ ist überdies verboten. Es ist wahrscheinlich, daß das Wasserstoffmolekülion kein diskontinuierliches Bandenspektrum aussendet, da sich der Kernabstand bei höherer Anregung weiter vergrößern wird.

1) Die Rechnung ist die erste Näherung in der Bornschen und Oppenheimerschen Methode (Ann. d. Phys. **84**, 457, 1927). Das Zweizentrenproblem wurde exakt behandelt.
2) Wegen den Bezeichnungen siehe z. B. Hund, Ergebnisse d. exakten Naturw. **8**, 1930.
3) Diese großen Kernabstände rühren daher, daß das Wasserstoffmolekülion nur von einem Elektron zusammengehalten wird. Regt man dieses Elektron an, so wird seine „Bahn", und damit auch der Kernabstand, stark vergrößert.
4) Ø. Burrau, K. Danske Vid. Selskab. Bd. **7**, Nr. 14, 1927.

W. Wessel (Jena), Über das Einfangen von Elektronen durch freie Heliumkerne und den Effekt von Davis und Barnes[1]).

Der im Titel gemeinte Effekt ist die Beobachtung, daß die Rekombinationswahrscheinlichkeit von Elektronen und He^{++}-Kernen zu He^{+}-Ionen als Funktion der Relativgeschwindigkeit der beiden Partner steile Maxima aufweist, wenn diese Geschwindigkeit gleich der theoretischen Umlaufsgeschwindigkeit in einer Bohrschen Bahn wird. Man kann das so ausdrücken, daß der Wirkungsquerschnitt σ des Atomkerns Maxima bekommt, wenn die Größe $\lambda = 2\pi e^2 Z/hv$ gleich einer ganzen Zahl wird (Z = Kernladungszahl, v = Relativgeschwindigkeit; λ ist die de Broglie'sche Wellenlänge im Verhältnis zum Umfange der Grundbahn). Das ist merkwürdig, weil ja die Perihelgeschwindigkeit des Elektrons beim Zusammenstoß theoretisch größer ist, als die beobachtbare Relativgeschwindigkeit, auch und gerade dann, wenn der Periheldurchgang im Abstande der betreffenden Bohrschen Bahn erfolgt. In der Tat hat die quantenmechanische Übergangswahrscheinlichkeit in niedere Bahnen des He^{+}-Ions keine Maxima.

Nun haben aber nach der Bohrschen Theorie hochangeregte, sehr exzentrische n_k-Bahnen ($n \gg k$) Perihelgeschwindigkeiten, die die der niederen Bahnen übertreffen können, nämlich $v_\rho = 2 \cdot 2\pi e^2 Z/hk$ gegenüber $2\pi e^2 Z/hn$ für Kreisbahnen von niederem n. Man kann daher vermuten, daß die zufliegenden Elektronen vorzugsweise in stark exzentrischen Bahnen eingefangen werden. Der komplizierte Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt vereinfacht sich für $n \to \infty$ (n = Hauptquantenzahl) und bleibt dabei von der Nebenquantenzahl l abhängig ($l = k - 1$), geht aber wie $1/n^3$ (die Summe wie $1/n^2$); dadurch wird die Größenordnung bedenklich, da man mindestens mit $n = 5$ rechnen muß. Er ist

$$\sigma = \frac{\pi}{12}\,\frac{e^2 h Z}{m^2 c^3}\,\frac{\lambda^2(\lambda^2+1)\ldots(\lambda^2+l^2)}{n^3(2l)!}\,\frac{e^{-\pi\lambda}}{(2l+1)!}\,\frac{e^{-\pi\lambda}}{\mathfrak{Sin}\,\pi\lambda}$$

$$\left\{\frac{4\lambda^2}{\lambda^2+l^2}\left|\frac{l(l+1)}{\lambda^2+l^2}\right|M^{(4i\lambda)}_{i\lambda+1,\,l+\frac{1}{2}}\right|^2 + \left|\frac{l(l+1)-i\lambda(i\lambda-1)}{l+i\lambda}M^{(4i\lambda)}_{i\lambda-1,\,l+\frac{1}{2}} + \frac{l(l+1)+i\lambda(i\lambda-1)}{l-i\lambda}M^{(4i\lambda)}_{i\lambda+1,\,l+\frac{1}{2}}\right|^2\right\}.$$

Die zahlenmäßige Auswertung ist wegen der komplexen Argumente der M-Funktion[2]) schwierig und konnte noch nicht abgeschlossen werden. (Nb. Eine beim Vortrag behauptete Unabhängigkeit von der Hauptquantenzahl wurde erst nach der Korrektur als irrtümlich erkannt, jedoch im Text berichtigt.)

1) B. Davis und J. Barnes, Phys. Rev. **34**, 152, 1929.
2) S. E. T. Whittaker, Modern Analysis 4th Edition, S. 337.

H. Teichmann (Dresden), Über die Messung schwacher Wechselströme mit Hilfe von Tellur-Platin Thermoelementen.

Zur Messung schwacher Wechselströme verwendet man gern Vorrichtungen, die auf thermoelektrischer Grundlage beruhen, da sie eine Eichung mit Gleichstrom gestatten.

Eine Steigerung ihrer Empfindlichkeit kann man auf zwei Wegen zu erreichen versuchen, erstens durch Verwendung einer Metallkombination hoher thermoelektrischer Kraft, zweitens durch Benutzung einer größeren Anzahl von Elementen, die am zweckmäßigsten in die Zweige einer Wheatstoneschen Brücke geschaltet werden, weil man dabei den Vorteil mitnimmt, den Wechselstrom vollständig aus dem Thermokreis eliminieren zu können.

Wir haben beide Methoden verknüpft, und Tellur-Platin-Elemente (Thermokraft: 400 Mikrovolt pro Grad) in Wheatstonescher Brückenschaltung zur Messung schwacher Wechselströme benützt.

Um einen Vergleich mit den bisher konstruierten Meßvorrichtungen zu ermöglichen, ist in der folgenden Tabelle unter k die Wechselstromstärke angegeben, die durch die Apparatur fließen muß, um eine thermoelektrische Kraft von $1 \cdot 10^{-6}$ Volt zu erzeugen.

Tabelle.

Meßvorrichtung nach:	innerer Widerstand in Ohm	k in $\frac{\text{Amp.}}{\text{Mikrovolt}}$	Wattverbrauch pro Mikrovolt Thermospannung
Brandes[1]	4	$4{,}18 \cdot 10^{-4}$	$7{,}0 \cdot 10^{-7}$
Voege[2]	4	14,00	78,4
Austin[3]	32	1,64	8,6
Gerlach[4]	1,1	25,16	69,2
Wertheim-Salomonsohn[5]	60,1	3,65	80,1
Schering[6]	100	0,42	1,8
Hartmann & Braun[7]	100	0,54	2,9
Siemens & Halske[8]	65	1,12	8,1
Te-Pt Thermobrücke (4 El.)	130	1,24	19,7
Te-Pt Thermobrücke (20 El.)	1100	0,27	7,9

1) H. Brandes, Physik. Zeitschr. **6**, 503, 1905.
2) W. Voege, Elektrot. Zeitschr. **27**, 467, 1906.
3) L. W. Austin, Physik. Zeitschr. **12**, 1226, 1911.
4) W. Gerlach, Physik. Zeitschr. **13**, 589, 1912.
5) J. K. A. Wertheim-Salomonsohn, Physik. Zeitschr. **7**, 463, 1906.
6) H. Schering, Zeitschr. f. Instrumentenkde., **32**, 69 u. **101**, 1912.
7) Hartmann & Braun, Grüne Liste 1928, p. 66.
8) Siemens & Halske, Handliste, Ausgabe 1926, p. 57.

Man kann der Tabelle entnehmen, daß die *Te-Pt*-Thermobrücke, die aus 20 Elementen besteht (in jedem Brückenzweig fünf), die größte Stromempfindlichkeit aufweist.

Eine ausführliche Beschreibung ihrer Herstellung und Eigenschaften ist inzwischen in der Zeitschrift für Physik **59**, 615—622, 1930 erschienen.

Physikalisches Institut der Sächsischen Technischen Hochschule Dresden, Februar 1930.

K. Schuster (Breslau), Zur Theorie des Tonraumes.

Die Arbeit erscheint demnächst in den Ann. d. Phys.

E. Lewy (Breslau), Über akustische Siebketten.

In Analogie zu den von K. W. Wagner[1]) und Campbell[2]) untersuchten elektrischen Siebketten hat G. W. Stewart[1]) akustische Filter gebaut. In seiner theoretischen Behandlung finden sich aber gewisse Unklarheiten und die Ergebnisse des theoretischen Ansatzes sind nicht befriedigend, da er sowohl die Seiten- als die Längsstücke durch konzentrierte komplexe Widerstände ersetzen will.

Um die Verhältnisse besser darzustellen, muß man die Darstellung der Längselemente durch konzentrierte Widerstände aufgeben und an ihrer Stelle für die Fortpflanzung in der Rohrleitung die Wellengleichung ansetzen. Als spezielle Lösung sind für jeden Abschnitt eine hingehende und

1) Wagner, Arch. f. E. III, S. 315, 1915 und VIII, S. 61, 1920.
2) Campbell, Phil. Mag. Ser. **6**, Bd. **5**, S. 313, 1903.

1) Stewart, Phys. Rev. **20**, 528, 1922 und **28**, 1038, 1926.

eine reflektierte rückgehende Welle anzusetzen, damit die Übergangsbedingungen an den Abzweigstellen befriedigt werden können, die gegeben sind 1. durch das Kirchhoffsche Gesetz und 2. durch die Eindeutigkeit des Druckes an diesen Punkten. Als die den physikalischen Verhältnissen angemessenste Lösung des so erhaltenen Systems von Differenzengleichungen betrachtet man eine solche, die zwar in jedem einzelnen Abschnitt aus einem hingehenden und einem reflektierten Teil besteht, im Ganzen aber eine durch unendlich viele Glieder fortschreitende Welle darstellt. Man erhält diese durch die Forderung, daß alle Größen beim Übergang von einem Abschnitt zum nächsten einen gemeinsamen Faktor $e^{i\gamma}$ annehmen sollen, für den sich die Gleichung:

$$\cos\gamma = \frac{Z_0}{2Z_2}\sin 2\pi\frac{l}{\lambda} + \cos 2\pi\frac{l}{\lambda}$$

ergibt. [Z_0 u. Z_2 = Schallhärte und Seitenwiderstand; l = Abschnittslänge; λ = Wellenlänge in Luft.] Da von Verlustdämpfung abgesehen werden soll, folgt, daß $e^{i\gamma}$ für $\cos\gamma > 1$ eine reine Dämpfung, herrührend von Energiereflexion, für $\cos\gamma < 1$ eine reine Phasenverschiebung bedeutet. Man findet auf diese Weise unendlich viele Grenzfrequenzen, d. h. eine Einteilung des gesamten Frequenzbereiches in unendlich viele Durchlässigkeits- und Sperrgebiete. Dieses Ergebnis wurde experimentell bestätigt, wobei sich bei geeignet gewählten Abmessungen im Bereich von 0—3000 Hertz 3 Sperrgebiete deutlich nachweisen ließen.

Eine allgemeiner gehaltene Arbeit von Mason[1]) fanden wir erst nach Abschluß dieser Arbeit; sie ist rein theoretisch und scheint weniger durchsichtig als der hier verwendete Ansatz mit dem Faktor $e^{i\gamma}$.

1) Mason, Bell Syst. Techn. Journ. VI, S. 258, 1927.

Cl. Schaefer (Breslau), Vorführung einiger Demonstrationsversuche.

Es wurden folgende Versuche gezeigt:

1. Drehung der Polarisationsebene in Zuckerlösungen (nach Umow);
2. Schwingungsformen einer Saite (nach Mikola);
3. Messung der Lichtgeschwindigkeit nach Foucault unter Benutzung des Pohlschen Kunstgriffes;
4. Magnetischer Umwandlungspunkt des Eisens, Auftreten einer Wärmetönung daselbst;
5. Interferenzkurven gleicher Neigung an einer planparallelen Kalkspatplatte (nach Schaefer und Fricke).

Ludwig Bergmann (Breslau), Demonstrationsversuche mit kurzen elektrischen Wellen.

Es wurde ein kleiner Röhrensender vorgeführt, der unter Benutzung einer handelsüblichen Senderöhre (Telefunken RS 55) noch eine kleinste Wellenlänge von 240 cm zu erzeugen gestattet. Der Sender[1]) arbeitet in der normalen Dreipunktschaltung, wobei besonderer Wert auf eine gute Abdrosselung sämtlicher Zuleitungen zur Röhre und zum Schwingungskreis gegen abfließende Hochfrequenzströme gelegt wurde. Aus diesem Grunde wurden die Zuleitungen zur Anode und zum Gitter der Röhre genau in einem Spannungsknoten des Schwingungskreises angelegt. Versuche ergaben ferner, daß die vom Sender gelieferte Schwingungsenergie in starkem Maße von der Güte der Abdrosselung der Heizzuleitungen zur Kathode abhängt. Die bisher zur Abdrosselung allgemein benutzten Drosselspulen wurden deshalb durch einen besonderen Sperrkreis ersetzt, der in eine der Heizzuleitungen eingeschaltet und auf die Welle des Senders abgestimmt wurde[2]). Die Schwingungsintensität des Senders steigt dann auf ein Maximum und betrug bei der Wellenlänge von 240 cm etwa 4 Watt, bei der Wellenlänge 320 cm etwa 5,5 Watt.

Mit dieser recht großen Schwingungsenergie lassen sich fast alle Versuche über elektrische Schwingungen und elektrische Wellen in einer besonders schönen und effektvollen Weise zeigen, da man bei den mit dem Sender erregten Anordnungen zum Nachweis der Ströme kleine Glühlampen und zum Nachweis der Spannungen gewöhnliche Glimmlampen benutzen kann. Es wurden unter anderem vorgeführt: Versuche über stehende Wellen an Lecherschen Drähten in Luft und in Wasser, die Erscheinung des Skineffektes, die Abhängigkeit der Selbstinduktion vom Drahtdurchmesser, die Abhängigkeit des Wechselstromwiderstandes von der Permeabilität, die Erregung von Antennen und der Nachweis der sich dabei ausbildenden Spannungs- und Stromverteilung[3]).

1) Beschrieben in der Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **41**, 209, 1928.
2) Eine Mitteilung hierüber erscheint demnächst in der Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik.
3) Die Beschreibung der Versuche erscheint demnächst in der Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr.

H. Pose (Halle), Messungen von Atomtrümmern aus Aluminium, Beryllium, Eisen und Kohlenstoff nach der Rückwärtsmethode[1]).

Nachdem sich die Brauchbarkeit des Duantenelektrometers für die Untersuchung von Atomtrümmern bei einer Reihe von Messungen an Atomtrümmern aus *Al* nach vorwärts ergeben hatte[2]), wurde nunmehr daran gegangen, die Zertrümmerbarkeit von *Be*, *Fe* und *C* zu untersuchen. Es wurde die Rückwärtsmethode verwandt, da man dann bei Sekundärabsorptionen arbeiten kann, die innerhalb der Reichweite der primären α-Strahlung und der von Wasserstoffverunreinigungen der Absorptionsfolien herrührenden natürlichen *H*-Teilchen liegen, und somit Atomtrümmer von geringerer Energie zu erfassen in der Lage ist, als es die Vorwärtsmessungen ermöglichen.

Als α-Strahler diente ein Poloniumpräparat, das mit einer Glimmerfolie verschlossen war, so daß die Reichweite der α-Strahlung, die auf die Versuchssubstanz gelangte, im Mittel 3 cm betrug. Der Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahlung betrug 135°, die Sekundärabsorption 43,3 mm (Luft 0°, 760 mm). Es ergaben sich bei den untersuchten Elementen sehr geringe Ausbeuten. Für *Al* wurde gefunden $6 \cdot 10^{-8}$ $\frac{H\text{-Teilchen}}{\alpha\text{-Teilchen}}$, für *Be* $2{,}4 \cdot 10^{-8}$ $\frac{H\text{-Teilchen}}{\alpha\text{-Teilchen}}$ und für *Fe* $2 \cdot 10^{-8}$ $\frac{H\text{-Teilchen}}{\alpha\text{-Teilchen}}$. Bei *C* konnten keine Atomtrümmer gefunden werden, so daß deren Ausbeute als kleiner $1 \cdot 10^{-8}$ $\frac{H\text{-Teilchen}}{\alpha\text{-Teilchen}}$ anzusetzen ist.

Diese niedrigen Werte, die wesentlich tiefer liegen als die von den Wiener Forschern, von Bothe und Fränz und von Rutherford und Chadwick gefundenen, sind um so erstaunlicher, als nach der Vorwärtsmethode beim *Al* verhältnismäßig hohe Ausbeuten gefunden wurden, die eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen von E. Schmidt[3]) zeigten.

Auf Grund dieser Ergebnisse sollen die Versuche in der Richtung fortgesetzt werden, daß Messungen bei verschiedenen Winkeln zwischen Primär- und Sekundärstrahlung angestellt werden.

1) Ausführliche Veröffentlichung in der Zeitschr. f. Phys. **60**, 156, 1930.

2) G. Hoffmann und H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **56**, 405, 1929 und H. Pose, Physik. Zeitschr. **30**, 780, 1929.

3) E. A. W. Schmidt, Zeitschr. f. Phys. **42**, 721, 1927 und H. Pose, Die Naturwissenschaften **17**, 624, 1929.

B. Claus (Halle), Leuchterscheinungen am Karborunddetektor.

Untersucht man Karborundkristalle bei höheren Spannungen, so findet man, daß an ihnen zwei verschieden geartete Leuchterscheinungen auftreten.

Die eine der beiden Leuchterscheinungen tritt besonders ausgeprägt an der negativen Stromzuführung auf. Sie erscheint bei einer Spannung von etwa 4 Volt und ist gekennzeichnet durch ihre flächenhafte Ausbreitung an der Oberfläche des Kristalls. Ihr Spektrum endet im sichtbaren Teil.

Anders geartet ist die zweite Erscheinung. Sie tritt bei einer Spannung von über 12 Volt auf und besteht aus einer Anzahl blau leuchtender Punkte, die sich auf einen Abstand von mehreren Millimetern um die positive Stromzuführung verteilen. Ihr Spektrum reicht ins ultraviolette Gebiet.

Bei dem jeweiligen Auftreten der Leuchterscheinungen tritt ein starkes Anwachsen des durch den Kristall fließenden Stromes ein. Sondenmessungen mit dem Quadrantenelektrometer ergaben, daß mittels hoher elektrischer Felder positive und negative Ionen aus den blauen Leuchtpunkten zum Austritt gebracht werden konnten. Die Größenordnung der austretenden positiven Ionen lag eine Zehnerpotenz höher als die der negativen.

Zur Erklärung des Gleichrichtereffektes wird angenommen, daß der inhomogene Kristall von einer Anzahl Bahnen höherer Leitfähigkeit durchzogen ist. Widerstandsmessungen mittels Spitzen bestätigten diese Annahme. Fernerhin wird angenommen, daß die flächenhafte, vorzugsweise an der negativen Stromzuführung auftretende Leuchterscheinung eine Schicht hoher Leitfähigkeit darstellt. Potentialabfalluntersuchungen ergaben auch die Berechtigung dieser Annahme.

Ist die Detektorspitze negativ, so befindet sich an ihr die flächenhafte Leuchterscheinung, also die Schicht hoher Leitfähigkeit. In diese Schicht hoher Leitfähigkeit münden eine Anzahl der von der positiven Einschmelzstelle kommenden Leitschächte, die somit parallel geschaltete Leiter darstellen. Ist die Spitze positiv, so fehlt an ihr die Schicht hoher Leitfähigkeit und nur wenige Leitbahnen gelangen zu ihrer Berührungsstelle mit dem Kristall.

Ähnliche Leuchterscheinungen wurden auch bereits von Lossew-Moskau beobachtet.

Halle, Physikalisches Institut.

A. Eucken (Breslau), Zur Kenntnis des Nernstschen Wärmesatzes.

Der Inhalt des Vortrags deckt sich in den wesentlichen Gesichtspunkten und Hauptergebnissen mit den auf der Prager Physikertagung 1929 vorgetragenen Ausführungen[1]).

Im Einzelnen wurden an dem dort vorgebrachten Zahlenmaterial noch einige Änderungen und Ergänzungen angebracht, durch welche aber die damals gezogenen allgemeineren Schlußfolgerungen nicht beeinträchtigt werden.

Eine Gegenüberstellung der gegenwärtig wahrscheinlichsten Werte für die Dampfdruckkonstanten j_p und die chemischen Konstanten j_k, geordnet nach der Größe der Differenz $j_k - j_p$, bietet die nachfolgende Tabelle.

Dampfdruckkonstanten (j_p) und chemische Konstanten (j_k).

Substanz	j_p	j_k	$\Delta j = j_k - j_p$
H_2 bei hoher Temperatur	$-3{,}68 \pm 0{,}03$	$-3{,}36$	$+0{,}32 \pm 0{,}03$ } statt $+0{,}36$
H_2 bei tiefer Temperatur	$-1{,}09 \pm 0{,}03$	$-0{,}77$	$+0{,}32 \pm 0{,}03$ }
CO	$-0{,}07 \pm 0{,}05$	$+0{,}16$	$+0{,}23 \pm 0{,}05$
NO beim Siedepunkt	$+0{,}55 \pm 0{,}03$[2])	$+0{,}76$ | [3])	$+0{,}21 \pm 0{,}03$
NO bei hoher Temperatur		$+0{,}85$ |	
H_2O	$-1{,}935 \pm 0{,}025$	$-1{,}84$[4])	$+0{,}095 \pm 0{,}025$
CH_4	$-1{,}97 \pm 0{,}05$	$-1{,}93$[5])	$+0{,}04 \pm 0{,}04$ }
N_2	$-0{,}16 \pm 0{,}03$	$-0{,}18$	$-0{,}02 \pm 0{,}03$ }
O_2	$+0{,}55 \pm 0{,}02$	$+0{,}53$	$-0{,}02 \pm 0{,}02$ } $\simeq 0$
HCl	$-0{,}40 \pm 0{,}03$	$-0{,}42$	$-0{,}02 \pm 0{,}03$ }
HBr	$+0{,}24 \pm 0{,}04$	$+0{,}20$	$-0{,}04 \pm 0{,}04$ }
HJ	$+0{,}65 \pm 0{,}05$	$+0{,}61$	$-0{,}04 \pm 0{,}05$ }
CO_2	$+0{,}90 \pm 0{,}04$	$+0{,}78$	$-0{,}12 \pm 0{,}06$
N_2O	$+0{,}85 \pm 0{,}05$[6])	$+0{,}70$	$-0{,}15 \pm 0{,}06$
NH_3	$-1{,}50 \pm 0{,}04$	$-1{,}65$	$-0{,}15 \pm 0{,}06$
J_2	$+3{,}08 \pm 0{,}05$	$+2{,}99$	$-0{,}09 \pm 0{,}06$
Br_2	$+2{,}59 \pm 0{,}10$	$+2{,}49$[7])	$-0{,}10 \pm 0{,}10$
Cl_2	$+1{,}66 \pm 0{,}08$	$+1{,}40$	$-0{,}26 \pm 0{,}08$

1) Physik. Zeitschr. **30**, 818, 1929.

2) Mittelwert aus dem l. c. S. 823 angegebenen Wert (0,52) und dem kürzlich von Johnston und Giauque (Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 3194, 1929) veröffentlichten Ergebnis (0,58).

3) Der früher angegebene kleinere Wert der chemischen Konstanten rührt daher, daß damals für das Quantengewicht $g = 2$ gesetzt, also angenommen war, daß sich in dem Temperaturintervall der Dampfdruckkurve sämtliche Molekeln in dem energiearmsten Zustand der beiden dem Grundzustand entsprechenden P-Terme befänden. Infolge der relativ geringen Aufspaltung dieses Dubletts ist letzteres indessen nicht mehr zulässig. Während oberhalb etwa 500° beide Terme als gleich stark angeregt anzusehen sind, also $g = 4$, $j_k = +0{,}85$ zu setzen ist, befindet man sich bei den Temperaturen der Dampfdruckkurve in einem Zwischengebiet, in welchem die beiden Terme verschieden stark angeregt sind. Die Berechnung der chemischen Konstanten erfolgt hier am einfachsten, indem man

$$j_k = \log_{10}\left[\left(\frac{2\pi}{N_L}\right)^{3/2} k^{5/2} h^{-3}\right] + \frac{3}{2}\log_{10} M + \log_{10}\frac{8\pi^2 \cdot J \cdot k}{h^2} + \log_{10} g + \frac{1}{4{,}573}\int_0^T \frac{c_u}{T}\, dT$$

setzt, wobei $g = 2$ zu setzen ist und c_u denjenigen Anteil der Molwärme des Gases darstellt, der von der mit der Temperatur zunehmenden Anregung des energiereicheren Doppeltermes herrührt und der mittels einer von Schottky (Physik. Zeitschr. **23**, 448, 1922) angegebenen Formel leicht zu berechnen ist, wenn die Energiedifferenz bzw. die Differenz der Wellenzahlen der beiden Terme (bei NO: 124 cm^{-1}) bekannt ist.

Die Tabelle IV für die Konstante I_K einiger heterogener Reaktionen ist noch durch folgende Beispiele zu vermehren:

Daß beim NO tatsächlich ein Anteil c_u der Molwärme vorhanden ist, der sich in der angegebenen Weise berechnen läßt, geht aus folgender Gegenüberstellung einiger experimenteller Ergebnisse für c_p bei tiefen Temperaturen mit den theoretisch zu erwartenden Werten $c_p = 6{,}95 + c_u$ hervor:

T	c_p ber.	c_p beob.	Autor
193,2	7,29	7,28	
218,2	7,23	7,22	W. Heuse, Ann. d. Phys. (4), **59**, 86, 1919.
228,2	7,21	7,14	
288	7,13	7,23	Partington u. Shilling, Phil. Mag. (6), **45**, 416, 1923.
285		7,00	

4) Unter Verwendung der von Mecke (Physik. Zeitschr. **30**, 907, 1929) angegebenen Trägheitsmomente.

5) Unter Verwendung des von Dickinson, Dillon und Rasetti (Physic. Rev. **34**, 582, 1929) aus dem Rameneffekt erhaltenen Trägheitsmoments.

6) Nach K. Hiller, Dissertation Breslau 1930.

7) Unter Berücksichtigung des bereits in der Physik. Zeitschr. **30**, 820 (1929) erwähnten Isotopieeffekts. Bei Verwendung der neuen j_k-Werte wird die Übereinstimmung zwischen dem berechneten und beobachteten I_K-Wert (Tabelle II) beim Deaconprozeß erheblich verbessert, dagegen bei der Dissoziation des Cl_2 und Br_2 etwas verschlechtert.

Reaktion	$^*\Sigma j_k$	I_K empir. von	bis	Bemerkungen
$Zn + CO_2 = ZnO + CO$	+ 0,62	+ 0,65	+ 0,77	Neuberechnet
$NH_3 + HCl = NH_4Cl_{fest}$	− 2,07	− 1,93	− 2,03	
$CaO + CO_2 = CaCO_3$	+ 0,78	+ 1,15		Nach Schottky, Ulich u. Wagner, Thermodynamik, Berlin 1929. S. 561.

Während bei den beiden ersten Reaktionen die Übereinstimmung zwischen $^*\Sigma j_k$ und I_K als befriedigend zu bezeichnen ist, begegnet man bei der Dissoziation des Calciumkarbonats einer ähnlichen Abweichung wie bei der Dissoziation der Metallhalogenide. Es ist anzunehmen, daß dieselben von dem Kerndrall des C-Atoms bzw. der Halogenatome herrühren, indem die entsprechenden Energieterme in den kondensierten Molekeln CO_2, Cl_2 usw. nur unvollkommen, dagegen in den Kristallgittern $CaCO_3$, $MeCl$ usw. stark aufgespalten sind[1]).

Nachträglicher Zusatz: Meine beim N_2 und CH_4 aus der Gleichheit von j_p und j_k gezogene Schlußfolgerung (l. c. S. 825), daß die Molekeln des N_2 und CH_4 sich im festen Zustand bei tiefen Temperaturen sämtlich in die energieärmste (Para-)Form verwandeln, wurde kürzlich durch unmittelbare Versuche von E. Justi (Naturwissenschaften **18**, 227, 1930) bestätigt, und zwar ergab sich, daß sich die Umwandlung bereits während des Erstarrungsvorgangs vollzieht, während ich angenommen hatte, daß dies erst bei tieferer Temperatur, wahrscheinlich während der Umwandlung bei 35° bzw. 20° abs. geschähe. Aus dem Befund Justis ergibt sich, worauf mich Dr. Clusius hinwies, daß die Erstarrungswärme des (gewöhnlichen) N_2 und CH_4 merklich (um 3—4 cal) größer sein muß, als die Schmelzwärme. Es ist beabsichtigt, diese Konsequenz experimentell nachzuprüfen. Bei der Gelegenheit soll auch untersucht werden, ob die spezifischen Wärmen des gewöhnlichen N_2 und CH_4 immer gegenüber der Paraform im flüssigen Zustande Unterschiede aufweisen; für eine derartige Möglichkeit sprechen die auffallend großen Streuungen, welche die bisher vorliegenden Messungsergebnisse gerade bei flüssigem N_2 und CH_4 zeigen (vgl. Cl. Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. Abt. B **3**, 41, 1929).

1) Vgl. hierzu H. Ludloff, Naturwissenschaften **18**, 182, 1930.

H. Ludloff (Breslau), Über die Entropie fester Körper bei sehr tiefen Temperaturen. (Vgl. Naturwiss., Februar 1930.)

Die Berechnung des Gleichgewichts zwischen Dampf und Kondensat führt auf die Frage nach der Entropie S_u fester Körper bei der tiefsten Meßtemperatur T_u. In der Quantenmechanik und der neueren Statistik sind sämtliche physikalischen Voraussetzungen vorhanden, um diese Frage allgemein zu beantworten.

Besonders übersichtliche Verhältnisse liegen vor bei den Kondensaten zweiatomiger Moleküle mit gleichen Atomen: Die Gitter dieser Kondensate bestehen bekanntlich aus Ortho- und Paragitter, das Mischungsverhältnis der Moleküle ist dasselbe wie im Gas; wie sich beweisen läßt, rotieren auch im Gitter die Orthomoleküle mindestens mit $j = 1$. Bei hinreichend tiefer Temperatur läßt sich unter Anwendung der neuen Statistik auf das feste Ortho-Para-Gemisch die Entropie ansetzen in der Form:

$$S_u = R\{\Sigma c^i (\log g^i - \log c^i)\}_i \quad (i = 1, 2);$$

hier sind g^i die Gewichte, c^i die Konzentrationen der Para- und Orthomoleküle. In den Gewichten sind die Freiheitsgrade der Rotation, Elektronenbewegung und des Kerndralls zu berücksichtigen, also $g = g_R \cdot g_d$, da g_E immer gleich 1 ist; ferner ist $c = \frac{g_d}{z^2}$, wenn z die Zahl der Kerndralleinstellungen bedeutet. Bei der Aufstellung der Gewichte ist zu beachten, daß sowohl der Rotations- als auch der Kerndrall-Freiheitsgrad mehr oder minder stark entartet sein können.

Das empirische Material (s. Eucken, Physik. Zeitschr. **30**, 818, 1929) läßt drei verschiedene Fälle von S_u hervortreten, nämlich $S_u \gtrless R \cdot \ln 2^2$. (Diese Einteilung entspricht der Einteilung $i_k - j_p \gtrless 0$ bei Eucken; dies ergibt sich aus der Definition von j_k und j_p unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die bei Eucken angegebenen Größen j_k um $\ln 2^2$ vermehrt werden müssen, um ihre definitionsgemäße Bedeutung zu bekommen.)

Diese drei Fälle von S_u lassen sich ableiten als drei Fälle von verschieden starker Wechselwirkung der Moleküle im Gitter.

Im ersten Fall sind die Gitterkräfte so klein, daß sowohl die Richtungsentartung der Orthorotatoren wie die Entartung der Kerndrallbewegung praktisch bestehen bleibt. Exemplifizieren wir diesen Fall an H_2, so ergibt sich

mit $c^1 = \frac{1}{4}$, $c^2 = \frac{3}{4}$, $g^1 = 1$, $g^2 = 3 \cdot 3$:

$S_u = R \left\{ \frac{3}{4} \log 3 + \log 4 \right\}$, in Übereinstimmung mit dem von Eucken angegebenen Wert[1]).

Im zweiten Fall sei durch die Gitterkräfte die dreifache Richtungsentartung der Orthorotatoren so weit aufgehoben, daß nur der unterste der drei richtungsentarteten Terme in der Entropie S_u mitzuzählen ist. Wegen $g_R = 1$ ist dann $g = g_d$[2]). In dem Entropieausdruck hebt sich g_d heraus, und es bleibt $S_u = R \cdot \ln z^2$. Ein Beispiel hierfür ist N_2.

Im dritten Fall seien die Wechselwirkungskräfte so stark, daß infolge des Austauscheffektes zwischen den Molekülen nur noch dem Gitter als Ganzem ein Zustand und eine Eigenfunktion zugeschrieben werden kann. Die Gesamteigenfunktion des Gitters setzt sich zusammen aus der Eigenfunktion der Elektronenbewegung und der Eigenfunktion der Kerndralle. Wegen des Pauli-Prinzips gehört jede Kerndrallanordnung des Gitters zu einem Elektronenterm mit gegebenem Kernsymmetriecharakter. Diese Elektronenzustände können wegen der quantenmechanischen Austauschkräfte unter Umständen stark energetisch aufspalten (s. Heisenbergs Theorie des Ferromagnetismus).

1) Nach den neuesten Messungen von Simon ist H_2 zwischen Fall 1 und 2 einzuordnen.

2) Es ist also an sich denkbar, daß in einem solchen Falle durch die Gitterkräfte die Rotations-Terme im festen Kondensat soweit energetisch aufgespalten werden, daß sie erst bei sehr viel höheren Temperaturen voll entwickelt sind wie im Gas und demnach bei T_u eine Tendenz zur Änderung des Ortho-Para-Verhältnisses eintreten kann. — Bei N_2 speziell scheint die Aufspaltung nicht so groß zu sein.

Auf diese Weise liegen auch sämtliche möglichen Kerndrallanordnungen über ein großes Energieintervall verstreut. Das bedeutet, daß bei tiefen Temperaturen, wie $T = T_u$, die Kerndrallfreiheiten des festen Körpers noch nicht voll entwickelt sind. Also ist $S_u < R \cdot \ln z^2$. Ein Beispiel hierfür ist Cl_2.

Könnten die Messungen bis zu so tiefen Temperaturen ausgedehnt werden, daß bei T_u nur der unterste Elektronenterm mit der untersten Kerndrallanordnung realisiert ist, so bleibt noch der Wert der Mischentropie $S_u = -R \{c_1 \ln c_1 + c_2 \ln c_2\}$ bestehen, solange die Orthomoleküle gegen die Paramoleküle resistent sind. Bei Wasserstoff z. B. würde sich in diesem Fall $S_u \sim R \cdot \ln 1{,}75$ ergeben.

Besonderes Interesse dürfte ferner die Tatsache haben, daß der tiefste Energiezustand des festen Körpers in voller Strenge eine Entartung aufweisen kann. In den elektrischen Feldern von der Symmetrie regulärer Kristalle bleibt die Richtungsentartung des Elektronenimpulses der Atome in Strenge bestehen, wie in anderem Zusammenhang von H. Bethe gezeigt ist. Ein der Wirklichkeit voll entsprechendes Kristallmodell muß jedoch außerdem noch den Elektronenaustausch verschiedener Atome berücksichtigen. Hierdurch tritt eine teilweise Aufhebung der Richtungsentartung ein; gewisse Entartungen bleiben aber auch dann noch zurück. Ob unter den so entarteten Termen sich auch der tiefste befindet, kann nicht generell beantwortet werden, sondern hängt von den energetischen Verhältnissen des Kristalls im einzelnen ab.

Seminar für theoretische Physik der Universität, Januar 1930.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die elektrischen Momente aromatischer Diamine.

Von John Warren Williams und John M. Fogelberg.

Die Zusammenhänge zwischen der Größe des elektrischen Dipolmomentes und der molekularen Struktur sind in den letzten Jahren vielfach diskutiert worden, und in manchen Fällen war es möglich, einfacheren Molekeln aus elektrischen Momentmessungen bestimmte Strukturen zuzuschreiben, auch Spektroskopiker waren in der Lage, Modelle für Molekeln mit wenigen Atomen anzugeben. Die beiden Forschungstypen haben z. B. zu einfachen Modellen für das Methan-, Wasser- und Ammoniak-Molekül geführt, so daß die Richtungen, in welche für gewöhnlich die zwei, drei oder vier Valenzen des Sauerstoff-, bzw. Stickstoff- und Kohlenstoff-Atoms weisen, mit ziemlicher Sicherheit bekannt sind. Ferner zeigen Dipolmomentwerte für symmetrisch tri-substituierte Benzolderivate und die neuesten Röntgenuntersuchungen, daß jedes Benzolmodell die 6 Kohlenstoffatome in einer Ebene liegend annehmen muß.

Im Falle der Substitution von zwei gleichen Gruppen in den Benzolkern konnte gezeigt werden, daß das resultierende Moment von ihrer

Tabelle I.

M. B. C_6H_4	d_4^{25}	ε	$P_{1,2}$	P_2
		o-Phenylendiamin		
1,0000	0,87354	2,276	26,662	79
0,99835	0,87402	2,282	26,746	78
0,99504	0,87487	2,2935	26,921	79
0,99182	0,87588	2,305	27,998	80
0,98696	0,87717	2,322	27,350	79
	$P_2'' = 35$		$P_2' = 44$	$\mu = 1,45 \times 10^{-18}$
		m-Phenylendiamin		
1,0000	0,87354	2,276	26,662	103
0,99835	0,87406	2,2845	26,788	103
0,99504	0,87501	2,3015	27,033	103
0,99182	0,87602	2,318	27,281	102
	$P_2'' = 35$		$P_2' = 68$	$\mu = 1,8 \times 10^{-18}$
		p-Phenylendiamin		
1,0000	0,87354	2,276	26,662	87
0,99835	0,87407	2,283	26,766	89
0,99672	0,97459	2,289	26,854	87
	$P_2'' = 35$		$P_2' = 52$	$\mu = 1,5 \times 10^{-18}$ (ungefährer Wert)

geometrischen Anordnung abhängt. Im Falle parasubstituierter Verbindungen nahm man erst an, daß die zwei Gruppen in entgegengesetzten Richtungen wirken, und daß daher die Wirkung der einen durch die der anderen aufgehoben werden würde. Als man aber fand, daß Hydrochinon-Diäthyläther ein Moment besitzt[1]), erkannte man, daß die für die verschiedenen Gruppen charakteristischen Vektoren nicht immer in der Ebene des Benzolringes liegen müssen. In diesem besonderen Falle wurde als Erklärung angeführt, daß das Moment des oben genannten Derivates des Hydrochinons auf den Valenzwinkel am Sauerstoffatome zurückzuführen sei. Man würde auch erwarten, daß das Hydrochinon-Molekül selbst polar ist, wieder weil die Valenzen der Sauerstoff-Atome unter einem Winkel wesentlich kleiner als 180° gegeneinander gerichtet sind. Auch scheint es, daß in solchen Fällen eine gegenseitige Beeinflussung der Gruppen das resultierende Dipolmoment in merklichem Maße beeinflussen kann.

Nach diesen Resultaten und nach dem, was wir über die Struktur des Ammoniak-Moleküls wissen, würde man erwarten, daß das para-Phenylendiamin polar sein würde, d. h. ein endliches elektrisches Moment besitzen würde. In einer früheren Arbeit[2]) teilte der eine von uns mit, daß bei einer einzigen Messung an einer einzigen sehr verdünnten Lösung dieser Substanz in Benzol ein Dipolmoment gefunden wurde, welches kleiner als $\mu = 0,3 \times 10^{-18}$ e. s. E. ist. Dieses Resultat ist kürzlich von Estermann[1]) und von Weißberger und Sängewald[2]) angezweifelt worden, daher haben wir den Wert des elektrischen Momentes neu zu bestimmen versucht. Da die Substanz in dem nichtpolaren Lösungsmittel, Benzol, nur wenig mehr als 0,2 Proz. bei 25° C löslich ist, ist es klar, daß die Dielektrizitätskonstante und Dichte nur von ein oder zwei Lösungen gemessen werden konnte. Die Differenzen dieser Größen sind so klein, daß der jetzt benutzte Apparat gerade empfindlich genug ist, um sie zu messen. Da die Größe dieser Differenzen mit großer Genauigkeit bestimmt werden muß, ist es leicht möglich, daß das Dipolmoment irgendeines Moleküls, das unter solchen Umständen gemessen wird, einen erheblichen Fehler aufweist; dessenungeachtet haben wir eine Neubestimmung vorgenommen. Die Werte sind in Tabelle I angegeben:

Die Dielektrizitätskonstante des reinen Benzols bei 25° C wird besser zu 2,276 angenommen, als zu 2,282, wie es in den früheren Messungen geschah. Die Dichte des Benzols, d_4^{25}, wurde zu 0,87354 bestimmt. Die von uns angewandte Methode zur Bestimmung des Dipolmomentes

1) J. W. Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 271, 1928.

2) J. W. Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 683, 1928; J. W. Williams und A. Weißberger, Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 2332, 1928.

1) I. Estermann, Leipziger Vorträge, 1929, S. 34, Verlag S. Hirzel.

2) A. Weißberger und R. Sängewald, Zeitschr. f. phys. Chem. **5**, 237, 1929.

ist schon verschiedentlich beschrieben worden, weshalb wir hier nicht näher darauf eingehen wollen.

Die in der Tabelle benutzten Buchstaben bedeuten:

$M.B_{C_6H_6}$ = Molenbruch des Benzols in der Lösung

d_4^{25} = Dichte der Lösung bei 25° C

ε = Dielektrizitätskonstante der Lösung bei 26° C und 10^6 Hertz

$P_{1,2}$ = Molekularpolarisation der Lösung

P_2 = Molekularpolarisation des gelösten Moleküls.

Ferner gilt:

$$P_2' = P_2 - P_2''$$

wo

P_2' = Orientierungsanteil der Molekularpolarisation

P_2'' = Deformierungsanteil der Molekularpolarisation.

Die Atompolarisation ist bei diesen Rechnungen vernachlässigt worden.

Es muß jedoch darauf aufmerksam gemacht werden, daß sogar dieser Wert für *p*-Phenylendiamin nicht als ganz sicher angesehen werden kann, da die Messungen der Dielektrizitätskonstante und Dichte der benzolischen Lösung wegen der geringen Löslichkeit des *p*-Phenylendiamins nur bei einer sehr großen Verdünnung vorgenommen werden konnten. Wir dachten, es wäre besser, die Dipolmomente des ortho- und meta-Phenylendiamins zu bestimmen, die sonderbarerweise in Benzol recht gut löslich sind, um festzustellen, ob es nicht möglich sei, aus dem, was wir über die Dipolmomente in ortho-, meta- und para-Substitionen schon wissen, den ungefähren Wert des elektrischen Momentes des *p*-Phenylendiamins zu berechnen. Die Daten für diese Substanzen sind ebenfalls in Tabelle I angegeben.

Bevor diese Messungen gemacht wurden, hatte man sicher erwartet, daß die ortho-Verbindung das größte und die para-Verbindung das kleinste Moment haben würde, während das der meta-Verbindung zwischen diesen beiden erwartet wurde. Dies war die Regel bei Substitutionsprodukten des Benzols, bei denen zwei gleiche Gruppen in verschiedenen Stellungen substituiert waren. Da aber die experimentellen Resultate ergaben, daß das Dipolmoment der meta-Verbindung bedeutend größer ist als jedes der beiden anderen Phenylendiamine, kann man wenig oder nichts für die Größe des elektrischen Momentes des *p*-Phenylendiamins voraussagen.

Diese Tatsache, daß das Dipolmoment des *p*-Phenylendiamin-Moleküls zur Zeit nicht mit Sicherheit bestimmt werden kann, stellt die Schlüsse, die der eine von uns in bezug auf die Struktur des Benzidin-Moleküls angegeben hat, in Frage. Es scheint, daß die Orientierungs-Polarisation des *p*-Phenylendiamins gleich groß (oder sogar größer) ist, als die entsprechende Größe für ein Benzidin-Molekül, so daß die ursprüngliche Schlußfolgerung: „daß die Messungen gewinkelte oder gefaltete Struktur der Benzolkerne des Benzidin verlangen", falsch zu sein scheint.

Es möge darauf hingewiesen werden, daß irrtümliche Schlußfolgerungen gezogen werden können aus Dipolmessungen an Molekülen, in welche Methylgruppen substituiert wurden, um sie löslich zu machen. So gaben die Momentmessungen für verschiedene Äther von Hydrochinon gar keinen Aufschluß über das Moment des Hydrochinon selbst, ebensowenig gaben ähnliche Messungen an *n*-Tetramethyl-*p*-Phenylendiamin die Größe des elektrischen Momentes für *p*-Phenylendiamin. Werden Wasserstoff-Atome durch andere Gruppen in Molekülen dieses Typus ersetzt, so wird die geänderte Wechselwirkung der Substituenten zutage treten und eine Änderung des Wertes des elektrischen Momentes hervorrufen. Die Wirkung solcher Beeinflussungen ist jetzt in einer Reihe von Fällen gefunden worden, welche in der Literatur verzeichnet sind. Der Winkel zwischen den beiden Valenzen des Sauerstoff-Atomes und zwischen irgend zwei Valenzen des Stickstoff-Atomes in solchen Molekülen wird zweifellos merklich geändert bei Substitution einer Methyl- oder einer anderen Gruppe an Stelle der ursprünglichen Wasserstoffatome.

Wir haben bis jetzt keine Erklärung für die Tatsache, daß das *p*-Phenylendiamin ein größeres Moment hat als die entsprechenden ortho- und para-Derivate. Es ist, soweit wir wissen, das erstemal, daß eine meta-Verbindung ein größeres Dipolmoment hat, als die beiden entsprechenden ortho- und para-Derivate.

Madison, Wisconsin.

(Eingegangen 20. Januar 1930.)

Anwendung der Elektronenbeugung auf das Problem der freien Drehbarkeit.

Von R. Wierl.

In einer Zuschrift an die Naturwissenschaften[1]) haben wir vor kurzem den photographischen Nachweis innermolekularer Interferenzen durch Beugung schneller Elektronen an einem Dampfstrahl mitgeteilt. Durch Auswertung der Aufnahmen auf dem von P. Debye[2]) angegebenen Weg ist es möglich, die Abstände der streuenden Atome im einzelnen Molekül festzulegen. Für den Intensitätsverlauf der gestreuten Intensität gilt:

$$J = K \cdot \sum_i \sum_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}},$$

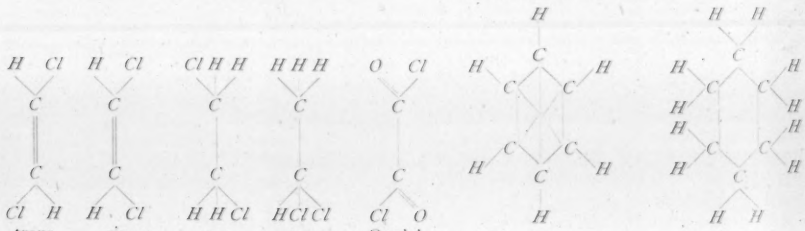
wo

$$x_{ij} = \frac{4\pi}{\lambda} l_{ij} \sin \vartheta/2$$

ist. Es bedeutet ϑ den Winkel zwischen Primärstrahl und Sekundärstrahl der Elektronen, l_{ij} den gesuchten Abstand des Atoms i von Atom j, λ die Wellenlänge, die sich im Falle von Elektronenstrahlung aus der die Elektronen beschleunigenden Spannung V Volt zu $\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}}$ Å ergibt.

Im Falle des Tetrachlorkohlenstoffs haben die 4 Chloratome bei Zugrundelegung des tetraedrischen Modells stets den gleichen Abstand a voneinander. Das Streuvermögen ($\sim Z^2$) ist für das zentrale Kohlenstoffatom nur $^1/_8$ desjenigen der Chloratome und wird vernachlässigt. Die Gültigkeit dieser Überlegungen ergibt sich aus der Aufnahme, indem das Verhältnis der Sinus der halben Ablenkungswinkel für die ersten Maxima etwa 5:9:13 ist, wie es die einfache $\frac{\sin x}{x}$-Funktion fordert.

Dasselbe Verhältnis der Ringdurchmesser (nahezu 5:9) ergibt sich bei Aufnahmen von Dichloräthylen, wenn wir einerseits die reine cis-Verbindung, andererseits die reine trans-Verbindung untersuchen, im ersteren Fall mit einem kleineren a-Wert als im letzteren, entsprechend den verschiedenen Lagen der Chloratome in den beiden Konfigurationen. Auch bei Aufnahmen von 1,1-Dichloräthan bekommt man für die Ringdurchmesser ein ähnliches Verhältnis. Hingegen weicht der Intensitätsverlauf bei den 1,2-Dichloräthan-Aufnahmen von dem der einfachen $\frac{\sin x}{x}$-Funktion geforderten Verlauf wesentlich ab und zwar schon in der Lage der Maxima. Diese liegen hier viel näher aneinander, das Verhältnis der Ringdurchmesser ist etwa 5:7,8. Auch bei Oxalylchlorid ergeben sich ähnliche Verhältnisse.



Solche Abweichungen im Intensitätsverlauf des Beugungsbildes weisen nun darauf hin, daß im untersuchten Molekül mehr als ein wirksamer Atomabstand l_{ij} vorhanden ist. Man wird versuchen durch Überlagerung von mehreren $\frac{\sin x}{x}$-Funktionen, die unter Zugrundelegung eines bestimmten Modells mit entsprechender Periode und Amplitude zu wählen sind, dem experimentell gefundenen Intensitätsverlauf gerecht zu werden. Umgekehrt kann man im Falle der Übereinstimmung bestimmte Aussagen über die Atomlagen im untersuchten Molekül machen. — Der von uns zunächst untersuchte Fall des Benzols und des Cyclohexans ist besonders einfach, weil lauter gleiche (C) Atome zusammenwirken und weil von vornherein ein bestimmtes Modell (ebener Sechserring) zugrundegelegt werden kann. Der daraus zu folgernde Intensitätsverlauf

$$J = A + \frac{\sin x}{x} + 2\,\frac{\sin \frac{x}{2}\sqrt{3}}{\frac{x}{2}\sqrt{3}} + 2\,\frac{\sin \frac{x}{2}}{\frac{x}{2}}$$

1) H. Mark und R. Wierl, Naturwissenschaften **18**, 205, 1930.

2) P. Debye, Physik. Zeitschr. **30**, 84, 524, 1929; Ber. d. Sächs. Akademie **81**, 29, 1929; Physik. Zeitschr. **31**, 142, 1930.

wird durch die Aufnahmen bestätigt und es ist aus ihnen durch eine einfache Umrechnung der Abstand eines Kohlenstoffatoms von seinem nächsten Nachbarn für Benzol zu $1{,}42 \pm 0{,}03$ Å, für Cyclohexan zu $1{,}53 \pm 0{,}03$ Å zu bestimmen.

Der oben beschriebene Befund bei den 1,2-Dichloräthan-Aufnahmen kann nun gedeutet werden durch Überlagerung der folgenden Interferenzfunktionen:

$$J \sim (17 \cdot 17)\left[\underset{1}{\frac{\sin 2{,}5\,x}{2{,}5\,x}} + \underset{2}{\frac{\sin 1{,}7\,x}{1{,}7\,x}}\right] + 4 \cdot (6 \cdot 17)\left[\underset{3}{\frac{\sin 1.5\,x}{1{,}5\,x}} + \underset{4}{\frac{\sin x}{x}}\right].$$

Die Glieder 1 und 2 entsprechen der Streuwirkung je zweier Chloratome in zwei verschiedenen Abständen, die sich wie 1 : 1,5 verhalten; die Glieder 3 und 4 entsprechen der Streuwirkung der *C-Cl*-Perioden, deren Streuvermögen wir proportional Z_1 (= 6) mal Z_2 (= 17) ansetzen. Daß für das Zusammenrücken der Beugungsringe bei den 1,2-Dichloräthan-Aufnahmen nicht etwa das Streuvermögen der Kohlenstoffatome verantwortlich ist, folgt aus den unter gleichen Bedingungen gemachten Aufnahmen von 1,1-Dichloräthan, bei welchem für die *C-Cl*-Abstände fast die gleichen Bedingungen vorliegen. Bei der Analyse der 1,1-Dichloräthan-Aufnahmen fällt u. a. das Glied 1 weg, im Glied 2 tritt ein größerer Zahlenfaktor bei x ein. Bei den Dichloräthylen-Aufnahmen ist zur quantitativen Bestimmung der Chloratomabstände eine ähnliche Analyse durchzuführen, wobei sich zeigt, daß auch hier wie im Falle des 1,1-Dichloräthans das Verhältnis 5:9 trotz der Überlagerung mit den *C-Cl*-Perioden zufällig nahezu erhalten bleibt[1]). Es sei aber ausdrücklich bemerkt, daß eine genauere Analyse nur auf Grund einer eingehenden Kenntnis des gesamten Intensitätsverlaufs möglich sein wird.

Die Überlagerung kann angenähert auch experimentell durchgeführt werden, indem man Tetrachlorkohlenstoffaufnahmen (oder wegen der Anzahl der zusammenwirkenden Chloratome genauer Methylenchloridaufnahmen) übereinander wirft, bei denen die zur Beschleunigung der Elektronen angelegten Spannungen nach der Gleichung $\frac{a_1}{a_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\sqrt{V_1}}{\sqrt{V_2}}$ (de Brogliewelle $\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}}$ Å) in passendem Verhältnis gewählt sind. Ein ähnliches Bild läßt sich aber auch erreichen durch Aufnahme eines Gemisches von cis- und trans-Dichloräthylen.

Aus unserem Befund glauben wir Folgendes schließen zu können: Bei unseren Bedingungen existieren im 1,2-Dichloräthan in ungefähr gleicher Häufigkeit zwei Molekülsorten, die einer cis- und einer trans-Verbindung entsprechen. Die beiden *Cl-Cl*-Abstände betragen nach unseren Messungen etwa $4{,}4 \pm 0{,}1$ Å und $3{,}2 \pm 0{,}1$ Å. — Die von der chemischen Erfahrung geforderte freie Drehbarkeit um die *C-C*-Einfachbindung ist also beschränkt. Das Ergebnis einer Berechnung für den Fall einer ungehinderten freien Drehbarkeit, die auf den Integralsinus führt, ist mit dem experimentellen Befund nicht vereinbar.

Ludwigshafen a/Rh., den 28. März 1930.
Hauptlaboratorium der I. G. Farbenindustrie A.-G.

(Eingegangen 29. März 1930.)

[1]) Auch sinkt das Streuvermögen des Kohlenstoffatoms mit zunehmendem Ablenkungswinkel ungleich rascher als das des Chloratoms. (Vgl. Zeitschr. f. Phys. **60**, 741, 1930.)

Die Wellenmechanik und die homöo- und heteropolaren Verbindungen.

Von Adolfo T. Williams.

1. Vom physikalischen Standpunkt aus besteht ein klarer Unterschied zwischen homo- und heteropolaren Verbindungen, aber vom chemischen Standpunkt aus läßt sich eine derartige Unterscheidung nicht durchführen, so daß der Übergang von der einen zur anderen Klasse als kontinuierlich aufgefaßt werden muß. Bekanntlich gibt es Zusammensetzungen, die je nach den Bedingungen, unter denen sie sich befinden, entweder als heteropolar oder als homöopolar aufzufassen sind.

London und Heitler[1]) sind auf Grund der Integration der Schrödingerschen Gleichung, die für den Fall mehrerer Teile angewandt wurde, zu dem Schlusse gelangt, daß, wenn die Lösungen symmetrisch und nicht auf Grund des Paulischen Prinzips ausgeschlossen sind, sich zwei oder mehr Atome homöopolar vereinigen können, was sagen will, daß eine Resonanz zwischen den Atomen, die eine homöopolare chemische Verbindung bilden, besteht. Wendet man die Hypothese des sich bewegenden Elektrons auf diese Vorstellung an, so kann man sich vorstellen, daß zwischen den beiden Atomen eine Vereinigung stattfindet, wenn ein Paar Elektronen, von denen je eines einem Atom angehört, ihre Bewegungsimpulse antiparallel ausführen; selbstverständlich läßt sich das soeben Gesagte auch auf zwei oder mehr Paare von Elektronen anwenden. Diese Theorie

[1]) Zeitschr. f. Phys. **44**, 455, 1927.

hat Langevin[1]) dazu geführt zu sagen, daß homöopolare Verbindungen als magnetischen Ursprungs betrachtet werden können.

Kossel seinerseits hat in seiner klassischen Theorie der Elektrovalenz dargelegt, daß heteropolare Verbindungen an Ionenbildung gebunden sind, die die Verbindung auf Grund der elektrostatischen Anziehung aufrecht erhalten.

2. Nach dem Gedankengange von Heitler und London könnte das $NaCl$ homöopolar dar-

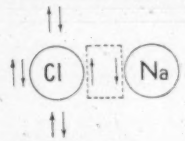


Fig. 1.

gestellt werden, wenn sich die Vereinigung der Atome gemäß der Abbildung Fig. 1 vollzöge.

Hält man sich dagegen die Kosselsche Theorie vor Augen, so würde das Chlor-Atom ein Elektron des Natrium-Atoms fangen und alle Drallmomente der Elektronen beider Atome würden sich kompensieren. Das würde also sagen, daß keine homöopolare Verbindung entstünde, vielmehr würde diese Verbindung hetero-

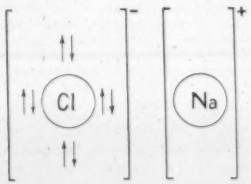


Fig. 2.

polaren Charakters sein, wegen der elektrischen Ladung verschiedenen Vorzeichens beider Ionen, wie es die Fig. 2 zeigt.

Das $NaCl$ und auch die übrigen Salze — denn diese Anschauungsweise läßt sich auf alle übrigen ausdehnen — könnten in der einen oder anderen Form oder auch im Gleichgewicht zwischen beiden bestehen.

Wendet man unsere Hypothese auf ein komplizierteres Salz an, z. B. auf $KClO_3$, so ergibt die Fig. 3, daß die fragliche Verbindung homöopolar ist.

Wenn aber die Vereinigung zwischen dem Kalium-Atom und dem Rest ClO_3 stattfindet, so ergibt sich auf Grund der Abbildung 4 eine heteropolare Verbindung.

1) Réunion Internationale de Chimie Physique (Paris, 1928) p. 567.

In diesem letzten Fall fängt das Sauerstoff-Atom, das mit der Nummer drei ausgezeichnet ist, ein Elektron des Kalium-Atoms, so daß der Rest ClO_3 und das Kalium-Atom homöopolar gesättigt sind; die Vereinigung kommt also ausschließlich auf Grund der elektrostatischen Anziehung zustande. Es resultiert daher, daß, wie

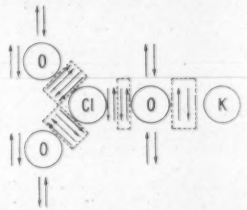


Fig. 3.

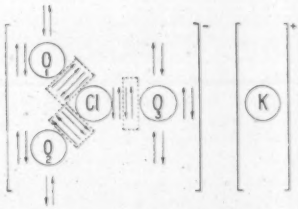
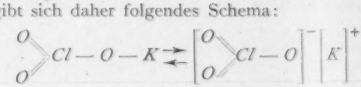


Fig. 4.

beim $NaCl$ so auch beim $KClO_3$ eine oder die andere Form oder auch beide zugleich in gewissem Gleichgewichtszustand existieren können. Es ergibt sich daher folgendes Schema:



3. Vermittelst der Wellenmechanik würden sich somit die polaren Verbindungen erklären und zwar vom Standpunkte Kossels aus; ebenso die homöopolaren Verbindungen, die bereits von Lewis, Dank seiner Hypothese über die „shared electrons" erklärt wurden und welche London und Heitler vermittelst der Integration der Gleichung von Schrödinger bestätigten.

(Eingegangen 2. Januar 1930.)

Über einen Volumlichteffekt (Längsstreuung) der Lichtstrahlen beim Durchgang durch verschiedene Medien.

Von J. Plotnikow und L. Šplait.

Mit Tafel V und VI.

Inhalt. Es wurde die vermutete Existenz einer Längsstreuung des Lichtes, d. h. eine Verbreiterung (Volumvergrößerung eines Strahlenbündels) des Strahles verschiedener Wellenlänge beim Durchgang durch verschiedene molekulare Medien experimentell bewiesen.

Einleitung.

Bekanntlich erhält man beim Durchgang von Strahlen verschiedener Wellenlängen durch verschiedene Medien eine seitliche (transversale) Streuung, die je nach dem Charakter der Strahlung und des Mediums sich verschieden offenbart. Bei Röntgenstrahlen erhält man z. B. den sog. Comptoneffekt, bei sichtbaren und ultravioletten den Ramaneffekt. Für beide Erscheinungen benutzt man meistens Medien von normaler molekularer Größe. Bei feinen Suspensionen erhält man den bekannten Tyndalleffekt. In den beiden letzten Fällen ist das seitlich gestreute Licht auch polarisiert. In dieser Reihenfolge der Effekte war indes eine Lücke vorhanden, nämlich, das Verhalten der langwelligen Strahlen in hoch molekularen Medien war noch ganz unbekannt. Daß auch hier irgendein Effekt existieren mußte, war klar, nur welcher Art er war, war die Frage, die zu beantworten war. Die von einem von uns entdeckte Wärmeschattenphotographie schien einen Fingerzeig dazu zu geben[1]).

Alle bisher erhaltenen Wärmeschattenphotographien ergaben nämlich eine mehr oder weniger deutliche Unschärfe (Verschwommenheit) der Bilder, was auf eine Verbreiterung des Lichtstrahles hindeutete. Daraus hat Plotnikow den Schluß gezogen, daß beim Durchgang der langwelligen Strahlen durch hochmolekulare Medien eine Streuung des Lichtes, aber nicht seitlich, sondern längs der Strahlenrichtung (longitudinale) vorhanden sein muß. Mit anderen Worten ein paralleles Strahlenbündel muß sich kegelartig ausbreiten, d. h. sein Volumen vergrößern. Die zur Prüfung dieser Frage angestellten Versuche haben nicht nur die Existenz dieses Plotnikowschen Volumlichteffektes bewiesen, sondern auch noch manches Neues, das nicht vorauszusehen war, ergeben. Die erste gut gelungene photographische Aufnahme dieses Effektes wurde am 31. Dezember 1929 erhalten. Begonnen wurde mit diesen Versuchen im Oktober desselben Jahres.

Versuchsmethode.

Die Versuchsmethode ist aus der Zeichnung Fig. 1 deutlich zu ersehen. Eine 50-amperige Kohlenbogenlampe, die in dem Nebenraum frei brannte, wurde durch Handregulierung reguliert. Gespeist war sie mit einem 110-Volt-Gleichstrom. Ihr Licht trat durch ein Rohr *a* von 15 cm Länge und 8 mm Breite, innen und außen geschwärzt, in das andere Dunkelzimmer ein; da passierte es den Glasfilter *G* und die Steinsalzlinse *L*, eine Schirmabblendung *s* mit einer Öffnung von 3 mm, den Trog *b* mit dem zu untersuchenden Medium oder eine Schicht eines festen Körpers, dessen beide Enden planparallel abgeschliffen sind, und die Abblendung *c*. Die letztere bildet ein Metallröhrchen, ebenfalls von außen und innen geschwärzt, dessen Länge 1 cm und Breite 4 mm betrug. Die zum Lichte zugekehrte Öffnung besaß sehr scharfe Kanten und das andere Ende war verschlossen. Auf diese Weise konnte das ganze parallele Lichtstrahlenbündel total abgefangen werden. Falls das Licht Luft oder Wasser passiert, so konnte man rings um das Röhrchen *c* keine Aufhellung des Feldes, weder mit dem Auge noch mit der photographischen Platte *f*, feststellen. Anders verhält sich die Sache, falls man in den Strahlengang Kollodiumlösung, geschmolzenes Paraffin, Gelatinegallerte, durchsichtige Harzstücke und ähnliche Körper einstellt. Sofort erhellt sich der ganze Raum um das Röhrchen, man erhält

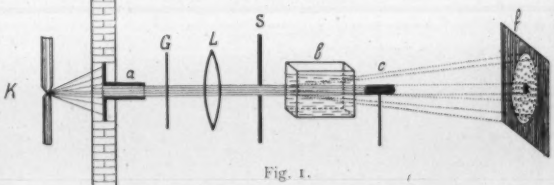


Fig. 1.

[1]) J. Plotnikow, Umschau, **33**, Heft 46 (1929); Zeitschr. f. Elektrochem. **35**, 434 (1929); Plotnikow, Šplait und Piantanida, Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen **38**, 531 (1928). Über die erste Anwendung dieser Wärmeschattenphotographien in der Medizin siehe A. Gigon, Schweiz. med. Wochenschr. **58**, 1278 (1928); **59**, 986 (1929); Verhand. d. Gesell. f. innere Medizin **41**, 160 (1929).

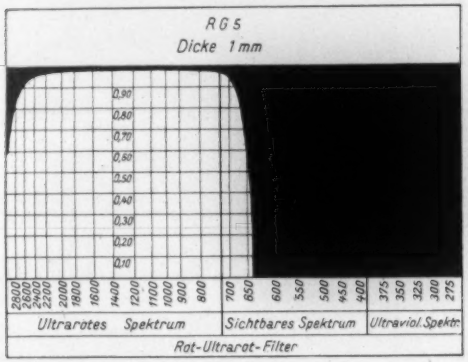


Fig. 2.

ringsherum sozusagen eine Lichtatmosphäre, die so stark ist, daß man sie auch photographisch in verhältnismäßig kurzer Exposition von einigen Sekunden fixieren kann. Diese Versuchsanordnung, entsprechend vergrößert, kann auch für Demonstrationszwecke verwendet werden.

Diese Versuche wurden auch auf andere Strahlengebiete erweitert. Zur Isolierung der langwelligen Strahlen wurde das Schottsche Glaslichtfilter *RG* 5 benutzt, dessen Durchlässigkeitsverhältnisse aus dem Diagramm Fig. 2 zu ersehen sind. Zur photographischen Fixierung dieses Lichtes wurden die infraroten Platten von Agfa benutzt. Die genannte Firma produziert vorläufig zwei Sorten von diesen Platten, die eine wird mit Rubrozyanin, das ein Empfindlichkeitsmaximum bei 740 mμ ergibt und die andere mit Allozyanin mit dem Empfindlichkeitsmaximum bei 830 mμ, sensibilisiert. Für unsere Versuche wurden fast ausschließlich die Rubrozyaninplatten verwendet. Diese beiden Plattensorten haben sich auch für die Herstellung von Wärmeschattenphotographien als sehr geeignet erwiesen. Für das Fixieren des Effektes im sichtbaren und kurzwelligen Lichte wurden die gewöhnlichen Mimosa-Extrarapid-Platten benutzt.

Zur Isolierung des grünen Lichtes wurde das Schottsche Lichtfilter *VG* 1, dessen Durchlässigkeitsdiagramm in der Fig. 3 abgebildet ist und zur Isolierung der Strahlen kürzerer Wellenlängen das ultraviolettschwarze (2 mm dicke) Filter der Sendlinger Optischen Glaswerke, Diagramm Fig. 4, verwendet[1]).

Die Schichtdicke betrug bei allen flüssigen Medien 10 cm. Falls das nicht der Fall war, so ist das in der Tabelle 1 besonders vorgemerkt. Die Bedeutung der Zeichen in dieser Tabelle ist die folgende: *St*~ bedeutet kaum wahrnehmbaren Leuchteffekt, *R*~ schwache Dunkelringbildung, $R = r_a - r_i$, tief schwarze Ringbildung mit dem äußeren Durchmesser r_a und dem inneren r_i. Meistens ist der innere Ring gleich 0,9 cm, dem Durchmesser des Schattens des Abblendungsröhrchens *c*. Die Zahl in Klammern bedeutet den Durchmesser in Zentimeter der äußeren kaum noch wahrnehmbaren Zone des Streueffektes, die offene Zahl den Durchmesser

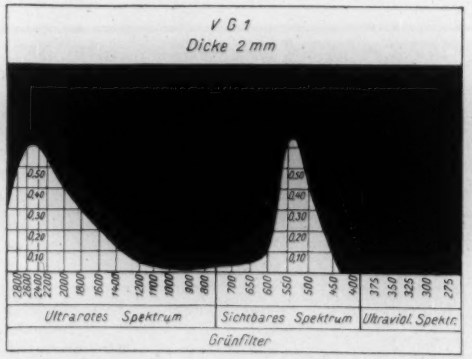


Fig. 3.

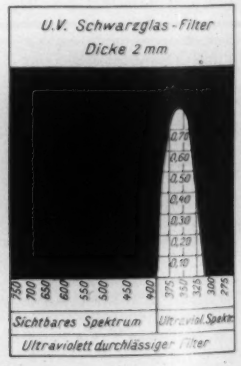


Fig. 4.

1) Ausführliche Beschreibung der verschiedenen Lichtfilter findet der Leser in dem eben erschienenen Band von Plotnikow über „Photochemische Arbeitsmethoden in der Biologie" des Abderhaldenschen Handbuches, Verlag Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien, 1930.

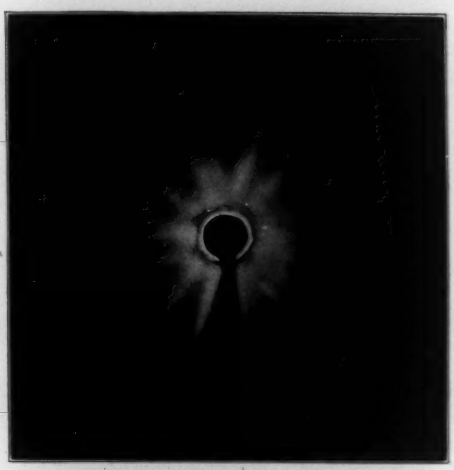


Fig. 5. Streueffekt bei Kunstharz. Rote-ultrarote Strahlen.

Fig. 6. Streueffekt bei Aethylenglykol. Rote-ultrarote Strahlen.

Fig. 7. Streueffekt bei Rizinusöl. Grünes Licht.

Fig. 8. Streueffekt bei Alkohol (96 Proz.). Grünes Licht.

Fig. 9. Streueffekt bei Methylalkohol. Rotes-ultrarotes Licht.

Fig. 10. Ein Tropfen Alkohol auf 200 cm³ Wasser. Rotes-ultrarotes Licht.

der hellen Lichtzone. Das Sternzeichen * bedeutet, daß außer der gleichmäßigen sphärischen Streuung noch eine sternartige auftritt, deren Ursprung unbekannt ist.

Versuchsergebnisse.

Zur Illustration der Erscheinung seien hier einige besonders charakteristische Abbildungen wiedergegeben. Die Fig. 5 stellt den Effekt bei einem Würfel aus Kunstharz dar, der ganz wasserklar und fast farblos war[1]). Die Streuung ist sternartig, mit ziemlich scharf ausgeprägten Nadeln, gibt einen schwachen Dunkelring. In der Fig. 6 ist die Streuung von Äthylenglykol angegeben. Der Lichteffekt ist stark, mit schwacher Sternstrahlung und ohne Ringbildung. In beiden Fällen wurde das Rotfilter benutzt. In den Fig. 7 und 8 sind die Lichteffekte bei grünem Lichte und bei Rizinusöl und Alkohol (96 Proz.) abgebildet. In beiden Fällen starke Lichteffekte, aber verschieden große Ausbreitungszone, ohne Sternnadeln und ohne Ringe. In den beiden letzten Fig. 9 und 10 wurde wieder das rote Filter benutzt. In der Fig. 9 ist der Effekt von Methylalkohol abgebildet. Kleine schwache Nadelstreuung von schwacher Intensität, geringer Ausbreitung und mit einem schwachen Ring. Die letzte Fig. 10 stellt den Streueffekt dar, der durch einen Tropfen Alkohol in 200 cm³ Wasser verursacht wird. Starke Nadelstreuung von ziemlich großer Intensität und Ausbreitung und mit sehr schwacher Ringbildung. Alle übrigen Versuche ergeben einen von diesen charakteristischen Typen des Streueffektes, wobei die Streuzone (man kann sie auch Korona nennen) mitunter auf 9 cm Durchmesser anwuchs. Es ist klar, daß diese Versuche keine große Genauigkeit beanspruchen können, denn die Größe der Lichtstreuzone wird von der Länge der Exposition, Kopierung und Schichtdicke stark abhängen. Hier handelte es sich nur um die ersten orientierenden Vergleichsversuche, um, erstens, die Existenz des Effekts selbst sicher zu konstatieren und, zweitens, um seinen Charakter festzustellen. Die weiteren gründlichen und quantitativen Untersuchungen werden näheren Aufschluß über die Eigenschaften dieses neuen Effektes im Zusammenhange mit den physikalischen und chemischen Eigenschaften des Mediums uns bringen.

Um irgendwelche Vergleichscharakterisierung der verschiedenen Effekte zu bekommen, wurden die Durchmesser der starken Lichtzone und auch die Grenze der schwachen gemessen. Die letztere ist in der Tabelle I in Klammern angeführt.

Tabelle I.

Substanzen	Rot-ultrarot-Filter R 95 Exposition 10″	Grünfilter V 91 Exposition 1″	Blau-violett.-Filter SO 9 Exposition 1″
	Lichtzonen- und Ringe-Durchmesser in ccm		
Künstlicher Harz. $p = 3{,}3$ cm	* 3,0 (5,0); $R = 1{,}2 - 1{,}0$	$R = 1{,}6 - 0{,}9$; $St \sim$	kein
Styrolharz (3 cm)	* 4,0 (6,5); $R \sim$	3,0 (4,5)	2,0 (3,5)
Kollodium, 6 Proz.	5,5 (9,0); $R \sim$	2,5 (5,0); $R \sim$	2,0 (5,0); $R \sim$
Gelatine, 2 Proz.	4,0 (6,0); $R = 1{,}2 - 0{,}9$	$St \sim$	kein
Paraffin, geschmolzen 53°	5,2 (6,0)	4,0 (5,5)	2,5 (5,0); $R \sim$
Zucker, gesättigt	4,0 (5,5); $R \sim$	3,2 (4,5); $R \sim$	4,2 (6,5); $R \sim$
Paraffinöl, rein	kein	$St \sim$; $R = 1{,}2 - 0{,}9 \sim$	* 1,7 (3,0); $R = 1{,}2 - 0{,}9$
Petroläther, rein	kein	$R \sim$	* 1,7 (2,4); $R = 1{,}3 - 0{,}9$
Glyzerin, rein	2,5 (4,0); $R \sim$	2,0 (2,8); $R \sim$	3,1 (5,0)
Methylalkohol, rein	1,0 (2,2) * R 1,2 — 1,1	$St \sim$; $R \sim$	$St \sim$; $R \sim$
Äzeton, rein	2,0 (4,5); *; $R \sim$	kein	1,2 (5,0); $R \sim$
Wasser, rein	kein	$St \sim$	2,0 (3,5)
Alkohol, 96 Proz.	3,1 (4,0)	1,7 (2,4)	3,5 (5,5)
Alkohol, 20 Proz.	1,5 (4,5) * $R \sim$	$St \sim$; $R \sim$	2,5 (5,0); $R \sim$
Alkohol, 3 Proz.	2,5 (4,0) *	1,2 (2,3); $R \sim$	(7,5); $R \sim$
Alkohol, 2 Proz.	3,5 (4,5) *	1,2 (2,3); $R \sim$	(7,5); $R \sim$
Alkohol, 1 Proz.	3,5 (5,0) *	1,5 (2,3); $R \sim$	(7,5); $R \sim$
Alkohol, 10 Tropfen pro 200 cm³ H_2O	2,5 (4,0) *	$St \sim$	5,0 (70);
Alkohol, 5 Tropfen pro 200 cm³ H_2O	2,5 (3,5) *; $R \sim$	$St \sim$	1,3 (2,0); $R \sim$
Alkohol, 1 Tropfen pro 200 cm³ H_2O	2,5 (3,5) *; $R \sim$	$St \sim$	1,1 (2,5); $R \sim$
Äthylenglykol	3,5 (5,5) *	(2,0); $R = 1{,}2 - 0{,}9$	2,0 (4,0); $R \sim$
Transformatoröl (hellgelb)	6,5 (9,0)	$St \sim$; $R \sim$	kein, infolge d. Absorption
Rizinusöl	4,5 (7,0)	3,5 (5,5); $R \sim$	(2,5); $R \sim$
Benzol	* 1,1; $R = 1{,}3 - 1{,}1$	kein	1,1

1) Dieses Kunstharz wurde uns von Prof. R. Leiser, Wien, zur Verfügung gestellt, wofür wir ihm an dieser Stelle unseren Dank aussprechen. Leider ist die Zusammensetzung uns unbekannt. Nach allem scheint es sich um ein Formalin-Harnstoff-Produkt zu handeln.

Auch die Dunkelringe wurden gemessen. In dieser Tabelle I sind die Resultate der bisher gemachten Versuche wiedergegeben. Bei den Versuchen mit dem grünen und blauvioletten Filter gesellen sich zu dem neuen Effekt noch die alten, wie Fluoreszenz, Opaleszenz, Ramaneffekt, die die Polarisation ergeben und die meistens schon in wenigen Zentimeter Länge von der Eintrittstelle des Strahlenbündels aufhören und auf den Längseffekt beim Photographieren keinen schädlichen Einfluß ausüben. Der neue Effekt zeigt unter keinem Winkel eine Polarisation. Es fragt sich, ob die Energie des gestreuten Lichtes und des nicht gestreuten in summa gleich der Energie des eintretenden Lichtes ist? Es wird beabsichtigt, entsprechende Messungen darüber anzustellen. Ob auch bei den langwelligen Strahlen noch irgendein seitlicher Effekt, ähnlich dem Ramaneffekt, existiert, können wir aus Mangel an entsprechender Apparatur nicht entscheiden. Wie aus der Tabelle I zu ersehen ist, ergeben diesen Volumstreueffekt, wie die langwelligen, so auch die kurzwelligen Strahlen. Dabei scheint die Tendenz zu herrschen, daß, je kleiner die Moleküle sind, desto kürzere Wellen auch genommen werden müssen, um diesen Effekt hervorzurufen. Auffallend verhält sich der Äthylalkohol. Einige Tropfen von Alkohol im Wasser genügen, um einen starken Effekt hervorzurufen. Die anderen Alkohole sind bei weitem nicht so empfindlich. Ob das in irgendwelchem Zusammenhange mit der Eigenschaft des Alkohols, eine starke Volumkontraktion und Wärmeentwicklung bei Mischung mit Wasser zu geben, steht, kann man vorläufig nicht sagen. Es ist nicht ausgeschlossen, daß auch umgekehrt der Fall eintreten kann, wo durch einen geringen Zusatz eines Körpers ein starker Streueffekt abgeschwächt oder gar vernichtet werden kann. Ebenfalls unerklärlich ist auch das Auftreten der dunklen Ringe bei manchen hochmolekularen Körpern. Besonders stark treten sie bei festen und dickflüssigen Körpern auf. Es ist anzunehmen, daß auch die kürzeren elektrischen Radio-Wellen ähnlichen Effekt beim Durchgang mancher Medien ergeben werden.

Bei quantitativer Erforschung dieses Effektes wird man in erster Linie mit monochromatischem Lichte verschiedener Wellenlängen aber gleicher Energie arbeiten müssen. Es könnten eventuell Wellenverschiebungen eintreten. Dabei muß auch die verschiedene Empfindlichkeit der Platten gegen das Licht verschiedener Wellenlängen berücksichtigt werden. Vielleicht könnten manche Abweichungen vom Beerschen Lichtabsorptionsgesetzes durch das Vorhandensein dieses Effektes erklärt werden.

Weiter muß die Wirkung des polarisierten Lichtes, elektrischen und magnetischen Feldes bei reinen Substanzen und verschiedenen Mischungen erforscht werden. Die Prüfung aller hier aufgeworfenen Fragen ist unseren weiteren Untersuchungen vorbehalten.

Kurze Zusammenfassung und Schluß.

1. Experimentell wurde die Existenz eines Längsstreueffektes bewiesen. Derselbe besteht darin, daß ein paralleles Lichtbündel beim Durchgang durch verschiedene Medien sich verbreitert, d. h. sein Volum vergrößert.

2. Dieser Plotnikowsche Volumlichteffekt (Längsstreueffekt) wird wie von langwelligem, so auch vom kurzwelligem Licht hervorgerufen. Es scheint eine komplizierte Beziehung zwischen der Wellenlänge und der Molekülgröße des Mediums zu bestehen. Je hochmolekularer das Medium ist, desto größere Wellen können diesen Effekt hervorrufen und umgekehrt.

3. Zur Untersuchung wurden drei Strahlungsgebiete gewählt, die mittels entsprechender Glaslichtfilter aus dem Licht der starken Kohlenbogenlampe herausfiltriert wurden. Zur Isolierung des roten und ultraroten Lichtes wurde das Schottsche Filter RG_5, des grünen das Filter VG_1 und des blauvioletten und ultravioletten Teils das Filter von den Sendlinger Optischen Glaswerken benutzt.

4. Zur photographischen Fixierung des Lichteffektes wurden die infraroten Platten der Agfa und die gewöhnlichen Mimosaplatten benutzt.

5. Folgende Substanzen wurden auf diesen Effekt geprüft: Harze, natürliche und künstliche, Gelatine, Kollodium, Paraffin, Paraffinöl, Petroläther, Maschinenöl, Rizinusöl, Glyzerin, Äthylenglykol, Äthylalkohol, Methylalkohol, Wasser, wäßrige Lösungen von Alkohol.

6. Am auffallendsten verhielt sich Äthylalkohol, indem er nicht nur einen starken Streueffekt in Ultrarot ergab, sondern daß eine Zugabe von einigen Tropfen von Alkohol zu Wasser genügte, um einen starken Lichteffekt im Ultrarot hervorzurufen.

7. Manche Substanzen ergaben außer dem hellen starken Lichtfeld noch dunkle Ringe verschiedener Breite und Intensität.

8. Dieser Längsstreueffekt ergab keine Polarisation seines Streulichtes.

Zum Schluß sei der Firma Agfa in Berlin für die kostenlose Überlassung der infraroten Platten unser herzlichster Dank ausgesprochen.

Zagreb, Physikalisch-Chemisches Institut der Technischen Fakultät der Universität, den 1. März 1930.

(Eingegangen 3. März 1930.)

Korngröße und Strahlungseigenschaften nichtmetallischer Körper.

Von Franz Skaupy und Gerhard Liebmann.

Bei Metallen ist der Einfluß der Korngröße auf die Temperaturstrahlung, der hier durch die Oberflächenbeschaffenheit gegeben ist, stets beachtet worden; nicht so bei nichtmetallischen Körpern, also solchen, die in homogenem Zustande, d. h. als Einkristall oder als Glas, durchsichtig sind. Vor einigen Jahren hat der eine von uns auf die Wichtigkeit dieses Einflusses hingewiesen (Zeitschr. f. Phys. **12**, 177, 1922) und er hat dann auch in der Folgezeit steigende Beachtung gefunden. Hier soll der Einfluß der Korngröße auf Reflexion und Absorption bzw. Emission einer etwas eingehenderen Betrachtung unterzogen werden. Die Fig. 1 stellt qualitativ (näheres über die Form der Kurve kann noch nicht angegeben werden) die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens A_λ für eine bestimmte Wellenlänge von der Korngröße dar. Tritt an die Stelle

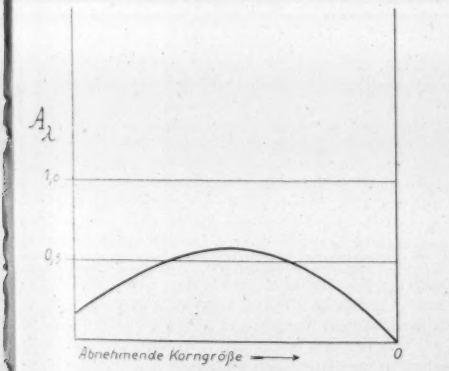


Fig. 1.

des Einkristalls ein gleich dicker, aus wenigen Kristalliten bestehender Körper (die Kristallite sollen alle annähernd gleich groß sein), dann muß das Reflexionsvermögen, dank der vielen Korngrenzen, wesentlich ansteigen, gleichzeitig aber auch das Absorptionsvermögen, weil die Lichtwege, die der Strahl bis zu seinem Austritt zu durchlaufen hat, durch die zahlreichen Reflexionen wesentlich verlängert sind. Das Anwachsen beider Größen geschieht auf Kosten der Durchlässigkeit der Substanz, die mit weiter sinkender Korngröße schließlich auf den Wert 0 fällt. Aber auch A_λ nimmt nicht beliebig zu, sondern erreicht bei irgend einer Korngröße ein Maximum, weil das Licht schließlich infolge der immer zahlreicher werdenden Korngrenzen nicht mehr tief genug in das Aggregat eindringen kann, sondern bereits nach Durchlaufen relativ kleiner Wege in die Hälfte des Raumwinkels, aus der es gekommen ist, zurückgeworfen wird. In diesem Korngrößenbereich wächst also das Reflexionsvermögen auf Kosten des Absorptionsvermögens weiter, um schließlich bei genügend feinem Korn gegen eines zu konvergieren. Der Maximalwert von A_λ wird offenbar um so größer sein, je größer der Absorptionsindex der homogenen Substanz ist. Die Lage des Maximums dürfte von letzterem unabhängig sein, hängt aber jedenfalls vom Brechungsexponenten ab.

Die Mineralogen sprechen von dem „Strich" eines Minerals und verstehen darunter die Farbe des Pulvers, das beim Ritzen entsteht. Diese Farbe hängt nicht nur vom Absorptionsindex, sondern auch von der Korngröße des entstehenden Pulvers ab, und ist meist heller als die Farbe des kompakten Minerals.

Interessant ist noch der Vergleich von Wellenlängenbereichen mit verschiedenem Absorptionsindex bei derselben Substanz. Es sei hier der einfache idealisierte Fall betrachtet, daß in einem Einkristall bestimmter Dicke eine starke Absorptionsbande vorhanden ist, die in ihrem ganzen Wellenlängenbereich (λ_2 λ_3) den gleichen Absorptionsindex besitzt ($A_\lambda > 0{,}5$), während der Rest des betrachteten Spektralgebietes entsprechend einem kontinuierlichen Untergrund einen überall gleichen, aber wesentlich kleineren Absorptionsindex besitzt. Die Fig. 2 gibt qualitativ das wesentliche wieder und zwar bei *a* für den Einkristall, bei *b* für ein grobkörniges Aggregat. Vom Einkristall ausgehend wird bei sinkender Korngröße zuerst A_λ in beiden Wellenlängenbereichen zunehmen, in dem der Absorptionsbande nur relativ wenig, da A_λ nicht über eins, steigen kann. In dem Gebiete des kleinen Index kann eine Steigerung von A_λ auf ein mehrfaches des ursprünglichen Wertes stattfinden. Es wird also in dem grobkristallinischen Aggregat das Verhältnis der beiden A_λ wesentlich kleiner sein, als im Einkristall, d. h. dieser absorbiert selektiver als das Aggregat. Bei weiter abnehmender Korngröße werden die A_λ beider Bereiche wieder sinken und schließlich zugunsten der Reflexion

gegen Null konvergieren. Das Verhältnis beider Werte von A_λ dagegen muß sich wieder dem für den Einkristall geltenden Werte nähern, die Absorption also selektiver werden.

Da A_λ ein Maß für das Emissionsvermögen des Temperaturstrahlers ist, gelten die abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten auch für dieses. Die Untersuchungen des einen Verfassers und seiner früheren Mitarbeiter über den Vergleich der Strahlung von Einkristallen und polykristallinen Körpern derselben Substanz (Skaupy, Phys. Zeitschr. **28**, 842, 1927) bestätigen obige Betrachtungen, insofern die polykristallinen Aggregate stärker strahlten als die Einkristalle (weißer Saphir) und soweit es sich um gefärbte Substanzen handelte (Rubin), weniger selektiv als der Einkristall. Bei sehr feinkörniger Struktur müßte nach obigem das Emissionsvermögen sehr klein und bei gefärbten Körpern die Selektivität der Strahlung wieder größer werden. Bei den eben erwähnten Versuchen wurde aber offenbar ein so feines Korn nicht erreicht. Nach neueren Versuchen von Gerhard Liebmann (Dissertation Berlin, noch nicht veröffentlicht), findet ein stärkeres Sinken des Absorptionsvermögens bei glühenden weißen Oxyden z. B. Aluminiumoxyd entsprechend dem rechten Teil der Kurve Fig. 1 erst bei Korngrößen unter 1 μ statt. Sollte sich dies Ergebnis allgemein bestätigen, dann würde die von dem einen Verfasser früher angenommene Eigenstrahlung der Korngrenzen der Hauptsache nach entbehrlich sein, da sich die hohen Absorptionswerte bei den Polykristallen gegenüber den Einkristallen, wie eben bemerkt, bei obigen Versuchen durch ein verhältnismäßig grobes Korn erklären lassen. Es ist damit aber nicht gesagt, daß eine Eigenstrahlung der Korngrenzen nicht auch vorhanden ist. Ihre Existenz wird insbesondere durch die höhere elektrische Leitfähigkeit polykristalliner Aggregate gegenüber der des Einkristalls wahrscheinlich gemacht, wenn auch ihr Betrag anscheinend geringer ist, als ursprünglich angenommen. Wie weit man durch Verkleinerung des Korns mit A_λ sich dem Wert 0 nähern kann, ist auch durch die Liebmannschen Versuche noch nicht ganz geklärt.

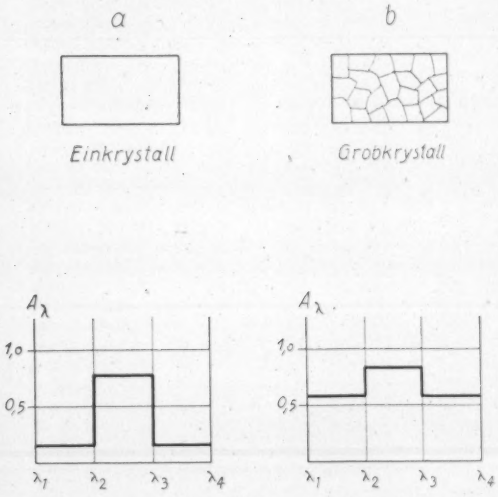


Fig. 2.

Die Anwendung der gewonnenen Gesichtspunkte auf die Beleuchtungstechnik leuchtet ein. Ein nichtmetallischer Strahler mit einer Absorptionsbande im Sichtbaren und kleinem Absorptionsindex im Ultrarot wird bei genügend feinem Korn selektiv und daher ökonomisch strahlen, ähnlich wie ein durchsichtiger Körper derselben Substanz als durchsichtiger Körper dieser Art gilt (z. B. der Auerstrumpf).

Ähnliches gilt von einem bestimmten Typus derjenigen Strahler, die seinerzeit von dem einen Verfasser (Zeitschr. f. Phys. **12**, 181, 1922) als kombinierte Selektivstrahler bezeichnet wurden. Gemeint ist der Fall, daß etwa auf ein weißes Oxyd eine dünne Schicht einer selektiv strahlenden Masse (Auermasse) aufgebracht ist. Diese Kombination ist in der Beleuchtungstechnik gelegentlich beschrieben worden und erst kürzlich haben wieder E. Lax und M. Pirani (Handbuch der Physik von Geiger und Scheel XIX, S. 47) einige Versuche mitgeteilt, Auermasse zum Leuchten zu bringen, die auf ein Magnesiarohr in dünner Schicht aufgetragen wurde. Die Strahlung wird aber nur dann genügend selektiv sein, wenn das Magnesiarohr nur sehr wenig strahlt, wenn es also im Sinne unserer obigen Ausführung genügend feinkörnig ist, was bei den bisher beschriebenen Versuchen offenbar nicht der Fall war.

Über den Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur.

Von F. Stark†.

In mehreren kürzlich erschienenen, interessanten Arbeiten haben Schüler und Brück[1]) die Hyperfeinstruktur einer Reihe von Elementen untersucht und haben dadurch in mehreren Fällen das Kernimpulsmoment ermitteln können, teilweise aus der Hyperfeinstruktur selbst, teilweise aus der Zeemanaufspaltung. Diese wurde für starke Magnetfelder (stark gegenüber der Kopplung der i—j Quantenvektoren von Back und Goudsmit[2]) untersucht. Im folgenden soll der Fall betrachtet werden, wo das magnetische Feld schwach ist gegenüber der i (Kernimpulsmoment) und j Kopplung. In diesem Falle kann man die Wirkung nach der Vektorgerüsttheorie folgendermaßen überblicken: i und j setzen sich zu dem Quantenvektor f zusammen. Im schwachen Feld führt i eine Präzession um f aus und f präzediert um die Feldrichtung. Die Zusatzenergie ist dann

$$h\triangle\nu = h\,o\,i\cos(if)\cos(f\mathfrak{h}) = h\,o\,m_f\left(1+\frac{f^2+i^2-j^2}{2f^2}\right)$$

($\mathfrak{h}$ Feldstärke, o die Larmorfrequenz, m_f ist die zu f gehörende magnetische Quantenzahl). Nach der Quantenmechanik muß an Stelle von f^2, i^2, j^2, $f(f+1)$ usw. geschrieben werden. Für den Landéschen Aufspaltungsfaktor erhält man

$$g = 1+\frac{f(f+1)+i(i+1)-j(j+1)}{2f(f+1)}$$

Als Beispiel soll die Aufspaltung der Cadmiumlinien 4678 ($^3S_1 \to {}^3P_0$) betrachtet werden. Im magnetischen Feld spalten sich die zwei S-Hyperfeinniveaus in 6 Niveaus auf, das P-Niveau in zwei. Mit Berücksichtigung der Auswahlregel für m_f erhält man 8 Zeemanlinien. Für $\triangle f = o$, fällt $\triangle m_f = o$ aus. Die Hyperfeinstruktur beträgt $\Delta\nu = 0{,}397$ cm^{-1} ($i = \frac{1}{2}$) und die Aufspaltung für den Übergang $f = \frac{3}{2}$ in $f = \frac{1}{2}$ und $m_f = \frac{3}{2} \to m_f = \frac{1}{2}$ $\Delta\nu = 0{,}247$ cm^{-1} und für den Übergang $f = \frac{3}{2} \to f = \frac{1}{2} \to m_f = -\frac{1}{2}$ $\Delta\nu = 0{,}078$ cm^{-1} für die Feldstärke von 10^3 Gauß.

Anmerkung bei der Korrektur: Leider ist inzwischen am 29. März 1930 Herr Dr. F. Stark gestorben, so daß er selbst nicht mehr die Korrektur vornehmen konnte.

1) H. Schüler und H. Brück, Zeitschr. f. Phys. **45**, 575, 1929; **56**, 291, 1929; **58**, 735, 1929.
2) E. Back und S. Goudsmit, Zeitschr. f. Phys. **47**, 174, 1928.

Berlin, den 31. Januar 1930.

(Eingegangen 5. Februar 1930.)

Über den lichtelektrischen Effekt bei Trockengleichrichtern.

Von W. Graffunder (Frankfurt a. Main).

Die interessanten Untersuchungen, die Herr B. Lange[1]) in der Physikalischen Zeitschrift mitteilt, geben mir Veranlassung, über ähnliche Beobachtungen an käuflichen Trockengleichrichtern zu berichten, die im hiesigen Institut schon Anfang 1929 gemacht wurden. Eine Veröffentlichung ist aber bisher darüber noch nicht erfolgt. Diese Versuche sind vielleicht auch deswegen von Interesse, weil sie die Möglichkeit geben, mit den einfachsten Mitteln das Prinzip des neuen lichtelektrischen Effektes zu demonstrieren.

Bei der Aufnahme der Gleichrichtungs-Charakteristik eines Protos-Trockengleichrichters, wie er von den Siemens-Schuckert-Werken zum Laden von Rundfunk-Akkumulatoren in den Handel gebracht wird, zeigt sich, daß genaue Messungen nur bei völlig abgedunkeltem Gleichrichter möglich sind. Man sieht, daß jede Belichtung des Gleichrichters in dem angeschlossenen Stromkreise einen Strom erzeugt. Dieser kann photoelektrischen oder thermoelektrischen Ursprungs sein. Die augenscheinlich völlig momentane Einstellung des Galvanometers spricht von vornherein für einen Photoeffekt. Diese Annahme des lichtelektrischen Charakters des Effektes wird durch 2 Versuche bestätigt:

1. Erfolgt die Belichtung mit einer Bogenlampe intermittierend durch eine rotierende Schlitzscheibe, so zeigt ein statt des Galvanometers eingeschalteter Verstärker die weitgehende Trägheitslosigkeit der Stromerzeugung durch den im Lautsprecher wahrnehmbaren Ton. Der Versuch wurde mit Frequenzen bis 6000 Hertz ausgeführt.

2. Die Berührung der Anschlußbleche und der lichtempfindlichen Stellen des Gleichrichters mit einem heißen Lötkolben gibt keinen nennenswerten Galvanometerausschlag.

Beide Versuche schalten die Möglichkeit eines Thermoeffektes offenbar völlig aus.

Dieselben Erscheinungen lassen sich auch an einem Detektor mit fester Einstellung von Siemens & Halske beobachten. Dieser Detektor besteht — ähnlich wie der Protosgleichrichter — aus der Kombination: $Cu - Cu_2O - Pb$. Die etwa 1 mm starke Kupferplatte ist fest gegen eine dünne Bleiplatte gepreßt. Die Oxydulschicht umhüllt die eine Seite der Kupferplatte und den Rand vollständig, so daß auch dieser mit der aktiven Substanz bedeckt ist. Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch den Detektor. Der Belichtung ist

1) B. Lange, Über eine neue Art von Photozellen, Physik. Zeitschr. **31**, 139, 1930.

natürlich hier, genau wie bei dem Protosgleichrichter, nur die Schmalseite der beiden Platten zugänglich. Durch Abtasten mit einem schmalen abgeblendeten Lichtbüschel läßt sich an dem Detektor die Stelle bester Wirksamkeit aufsuchen. Man kann so eine ziemlich gleichmäßige Empfindlichkeit längs der ganzen Kupferschicht feststellen. Eine Bestrahlung der Grenzfläche

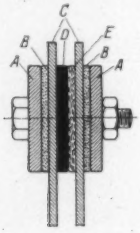


Fig. 1. Schnitt durch den Cu_2O-Detektor. *A*: Unterlagscheiben; *B*: Isoliermaterial; *C*: Anschlußbleche; *D*: Kupferplatte; *E*: Bleischeibe.

Kupfer-Blei ergibt keinen besonders großen Galvanometerausschlag. Es ist auch nicht nötig, die Kupferschicht in ihrer ganzen Breite zu bestrahlen. Dies erinnert an ähnliche Verhältnisse bei der lichtelektrischen Leitfähigkeit von Kristallen[1]), die überhaupt manche Analogien zu

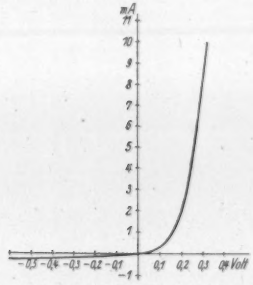


Fig. 2. Charakteristik des Cu_2O-Detektors.

diesem Effekt aufweist. Auch die Kristalleitung tritt schon ein, wenn nur ein kleiner Teil des Kristalles bestrahlt wird und insbesondere die Elektroden noch im Dunkeln liegen.

Die Größe des bei der Bestrahlung entstehenden Stromes ist in Anbetracht der geringen Bestrahlungsfläche — als welche nur die schmale Seite der Kupferplatte wirkt — und des großen Reflexionsvermögens der getroffenen Stellen ganz erheblich. Bei Bestrahlung mit einer 60-Watt-Lampe aus etwa 10 cm Entfernung betrug der Strom ungefähr $2 \cdot 10^{-5}$ Amp. Wie dies auch B. Lange hervorhebt, ist die Stromstärke bei kurzer Belichtung durchaus konstant und stets genau reproduzierbar.

Von besonderem Interesse sind die Beobachtungen über die Richtung des bei der Bestrahlung entstehenden lichtelektrischen Stromes und ferner der Einfluß einer Vorspannung auf seine Größe. Man könnte zunächst geneigt sein, zu vermuten, daß dieser Strom in demselben Sinn durch den Gleichrichter fließt, in dem auch ein gleichgerichteter Wechselstrom hindurchgelassen wird. Der Versuch ergibt jedoch stets, daß die Stromrichtung des lichtelektrisch erzeugten Stromes in der Sperr-richtung durch den Detektor fließt. Ebenso ist zunächst das Verhalten bei Anlegen einer Vorspannung erstaunlich. Die Aufnahme der Kennlinie eines solchen Detektors, s. Fig. 2, zeigt, daß die Stelle schärfster Krümmung bei einer Vorspannung von ungefähr 0,1 Volt liegt. Gibt man aber dem Detektor eine Vorspannung dieser Größe und Richtung, so schwächt man den lichtelektrischen Strom erheblich. Dagegen ergibt eine Vorspannung umgekehrter Richtung, die also den Arbeitspunkt des Detektors weit weg von seinem Knick in das Gebiet der Sperrichtung verschiebt, eine deutliche Verstärkung des Effektes.

Ein Cuprox-Trockengleichrichter amerikanischen Fabrikates zeigte ebenfalls den lichtelektrischen Strom bei Bestrahlung. Auch hier entsprach seine Richtung der Sperrichtung des Gleichrichters.

Frankfurt a. M., Physikalisches Institut der Universität, im Februar 1930.

(Eingegangen 27. Februar 1930.)

1) Gudden u. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **16**, 170. 1923.

Innere Gleichgewichte in den festen Phasen I.

Von A. Smits.

1. Stellt man eine gewisse Eigenschaft eines Stoffes als Funktion der Temperatur dar, so meinte Benedicks im Jahre 1912, ohne mit der Theorie der Allotropie bekannt zu sein, vier „Types of Allotropy" aufstellen zu können, welche in Fig. 1 wiedergegeben sind.

Benedicks meinte, daß der Typus 2 vorkommen wird, wenn vor Erreichung des Umwandlungspunktes sich eine feste Lösung der zweiten Modifikation, welche bei höherer Temperatur stabil ist, in der ersten bildet. Beim Typus 3 würde sich dagegen oberhalb des Umwandlungs-

punktes eine feste Lösung von der ersten in der zweiten Modifikation bilden. Typus 4 stellt eine Kombination von 2 und 3 dar, und bei Typus 5 ist der Umwandlungspunkt verschwunden, und es besteht nur ein kontinuierlicher Übergang zwischen den an der ersten bzw. zweiten Modifikation reicheren festen Lösungen.

Verfasser zeigte schon in der Theorie der Allotropie Seite 16, daß diese verschiedenen „Types of Allotropy“[1]) von Benedicks sofort aus der Theorie der Allotropie abgeleitet werden können, jedoch muß dabei mit Nachdruck darauf hingewiesen werden, daß nach dieser Theorie der eigentümliche Verlauf der Linie ab in Typus 2 dadurch erklärt werden muß, daß vor Erreichung des Umwandlungspunktes eine deutliche Verschiebung des inneren Gleichgewichts eintritt, wobei die Konzentration derjenigen Molekülart wächst, an welcher die zweite Modifikation reicher ist als die erste.

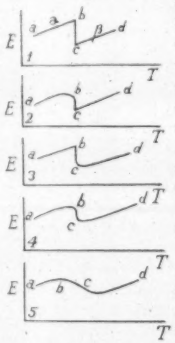


Fig. 1.

Es ist aber unrichtig zu sagen, wie Benedicks tut, daß sich hier eine Lösung der zweiten Modifikation in der ersten bildet, denn wenn dieses der Fall wäre, so würde die feste Lösung eine binäre Mischkristallphase sein, während wir hier eben mit Erscheinungen zu tun haben, die beim unären Verhalten auftreten. — Daraus läßt sich schließen, daß hier eine Verschiebung des inneren Gleichgewichts zwischen verschiedenen Molekülarten im festen Zustande vorliegen muß.

Es sei hier daran erinnert, daß die Theorie der Allotropie alle möglichen Unterschiede von den gröberen, wie bei polymeren Pseudo-Komponenten, bis zu den feinsten, welche bei Molekülen und Atomen vorkommen können, umfaßt[2]).

In Fig. 2 sind die „Types of Allotropy“ von Benedicks im Lichte der Theorie der Allotropie betrachtet, indem von der Pseudo-T,X-Figur nur der untere Teil, d. h. das Entmischungsgebiet des festen Zustandes gezeichnet worden ist. Der Typus 1, Fig. 2, stimmt mit Typus 1 von Benedicks, Fig. 1, überein.

Die Typen 2, 3 und 4, Fig. 1, treten auf, wenn, wie die Typen 2, 3 und 4 in Fig. 2 zeigen, die inneren Gleichgewichte in einer der beiden festen Modifikationen oder in beiden in der Umgebung des Umwandlungspunktes sich stark mit der Temperatur ändern.

Es leuchtet nämlich ein, daß jede Temperaturfunktion, die von der inneren Zusammensetzung abhängig ist, einen ähnlichen Verlauf zeigen wird, wie die Linie des inneren Gleichgewichts.

Der Typus 5 von Fig. 1 wird, wie Typus 5 von Fig. 2 zeigt, vorkommen können, wenn die Kurve des inneren Gleichgewichts durch das Gebiet einer kontinuierlichen Mischungsreihe läuft, und eine starke Verschiebung des inneren Gleichgewichts stattfindet.

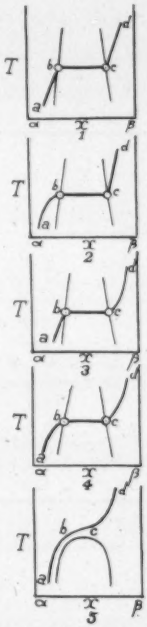


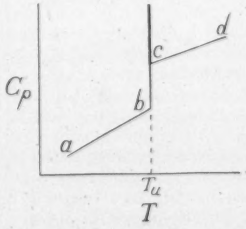
Fig. 2.

Verfasser hat diese kurze Auseinandersetzung aus seinem Buch wiederholt, weil in den hier folgenden Betrachtungen daran angeknüpft werden muß.

2. Aus diesen Betrachtungen geht hervor, daß, wenn, wie Verfasser schon in der Theorie der Allotropie Seite 271 bemerkte, eine abnorm starke kontinuierliche Änderung einer Temperaturfunktion, wie z. B. die spezifische Wärme, gefunden wird, darin ein Hinweis für die Komplexität gelegen ist.

Zur Erläuterung sei nun darauf hingewiesen, daß, wenn die innere Gleichgewichtsverschiebung mit der Temperatur sehr gleichmäßig oder sehr gering ist, die spezifische Wärme als Funktion der Temperatur für den Fall ein Umwandlungspunkt auftritt, wie in der Fig. 3 oder 3a dargestellt werden kann.

T_u gibt hier die Umwandlungstemperatur an,



3.

Fig. 3a.

[1]) Journ. of the Iron and Steel Institute **2**, 242, 1912.

[2]) Siehe Theorie der Allotropie Seite 2 und Proceedings Kon. Akad. Amsterdam **32**, 603; 951, 1118, 1929.

wo der Wert $\frac{dQ}{dT}$ plötzlich unendlich groß wird. — Ich ziehe vor, hier nicht von der spezifischen Wärme, sondern von dem Wert $\frac{dQ}{dT}$ zu reden, weil man hier nach der gebräuchlichen Definition im Umwandlungspunkt nicht von einer spezifischen Wärme reden kann.

Es ist einleuchtend, daß, wenn man untersuchen will, ob die spezifische Wärme unterhalb oder oberhalb des Umwandlungspunktes einen besondern Verlauf zeigt, man die Temperaturkurven bei der Bestimmung der spezifischen Wärme so wählen muß, daß sie niemals die Umwandlungstemperatur einschließen. Es ist also notwendig, daß man sich vor den definitiven Untersuchungen über die Lage des Umwandlungspunktes orientiert.

Ferner sei noch darauf hingewiesen, daß ebenso wenig wie in einem System von zwei isomorphen Komponenten immer eine ununterbrochene Mischkristallreihe auftritt, dieses erwartet werden kann bei isomorphen Pseudokomponenten. Darum muß es nach der Theorie der Allotropie Umwandlungspunkte geben, bei denen keine Änderung in der Kristallstruktur auftritt.

Wenn wir jetzt den Fall betrachten, daß die inneren Gleichgewichte in den beiden festen Modifikationen in der Umgebung des Umwandlungspunktes sich stark mit der Temperatur ändern, welches im Typus 4 der Fig. 2 zum Ausdruck gebracht ist, so sieht man sofort ein, daß unsere Fig. 3 und 3a in Fig. 4 und Fig. 4a

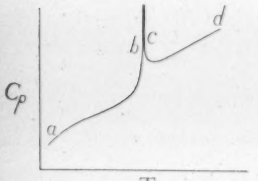


Fig. 4.

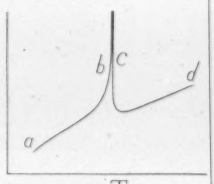


Fig. 4a.

übergehen. Typus 2 und 3 der Fig. 2 würden mit C_p, T-Figuren übereinstimmen, in welchen nur eine der zwei Kurven, entweder Cd oder ab einen normalen Verlauf haben.

Diese Figuren beziehen sich auf den Fall, daß es einen Umwandlungspunkt gibt. — Gibt es aber keinen Umwandlungspunkt und ist das einzige Eigentümliche, daß das innere Gleichgewicht sich in einem gewissen Temperaturtrajekte abnormal stark, aber kontinuierlich mit der Temperatur verschiebt, wie in Typus 5 von Fig. 2 angegeben ist, so ist die C_p, T-Figur eine kontinuierliche Kurve mit einem Maximum wie hier unten in Fig. 5 gezeichnet worden ist.

Es gibt nun einige neuere Untersuchungen über spezifische Wärme, welche so ausgeführt sind, daß die Resultate eindeutig auf eine starke Verschiebung des inneren Gleichgewichts unterhalb und oberhalb des Umwandlungspunktes hinweisen. — In dieser Beziehung sei in erster

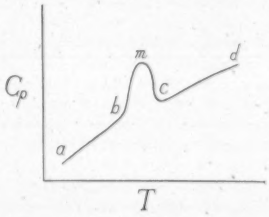


Fig. 5.

Linie auf Untersuchungen von Simon und von Simon und Simson über die spezifische Wärme der Ammoniumhaloide hingewiesen.

Anlaß zu diesen Untersuchungen war das Studium Ewalds (Ann. d. Phys. **44**, 1213, 1914) über die spezifische Wärme der Ammoniumsalze zwischen -78^0 C und 0^0 C. Er zeigte, daß Ammoniumchlorid, -Jodid und -Sulfat zwischen -78^0 und 0^0 C eine größere mittlere spezifische Wärme besitzen, als zwischen 0^0 und $+55^0$ C.

Bei Ammoniumbromid und Ammoniumnitrat wurde nicht dieselbe Erscheinung gefunden, aber er meinte doch konstatieren zu können, daß der Abfall der spezifischen Wärme in diesem Gebiete $-78^0 - 0^0$ C schwächer war, als bei höheren Temperaturen. Weil er weiter mit dem Dilatometer keine Unstetigkeiten im Ausdehnungskoeffizienten finden konnte, meinte er, daß hier die beobachteten Erscheinungen nicht einem Umwandlungspunkt, sondern einer intramolekularen Umwandlung zugeschrieben werden müssen.

Simon (Ann. d. Phys. **68**, 241, 1922) bestimmte mit dem Vakuumkalorimeter die wahren spezifischen Wärmen des Ammoniumchlorids von tiefen Temperaturen an und fand bis 80^0 abs. eine Analogie mit Natriumchlorid. Darauf folgte bis etwa 220^0 abs. ein anomaler Anstieg, der zwischen 220^0 und $242{,}6^0$ abs. noch viel stärker wurde, wie aus Fig. 6 ersichtlich ist. Dann fällt die spezifische Wärme wieder, erreicht bei ungefähr 260^0 einen Minimumwert und steigt dann wieder langsam an.

Auf der C_p-Achse ist die Molekularwärme angegeben. Simon schließt aus diesem Verhalten des Ammoniumchlorids, daß bis zu 80^0 die Schwingungen innerhalb des Ammoniumradikals vollkommen abgestorben sind und das

ganze Radikal wie ein Atom schwingt. Das stärkere Ansteigen der spezifischen Wärme oberhalb 80° abs. wird nach Simon durch das Einsetzen der Schwingungen im Radikal hervorgerufen, doch bald wird dieses Ansteigen noch durch einen übernormalen Anstieg überlagert. Er schließt, daß man hier mit einer Umwandlung

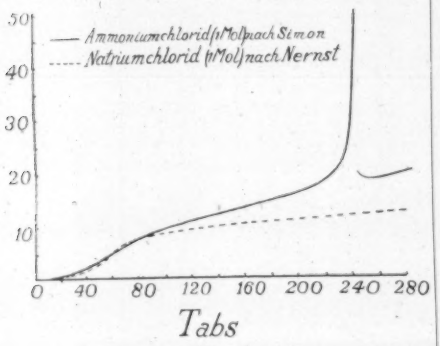


Fig. 6.

zu tun hat, die sich auf ein großes Temperaturintervall verteilt. Von einer eigentlichen Umwandlungstemperatur, meint er, kann man nicht reden, höchstens könnte man als solche die Temperatur bezeichnen, bei der die Umwandlung beendigt ist, 243°. — Simon weist in dieser Abhandlung darauf hin, daß die Möglichkeit besteht, daß viele der bekannten Umwandlungen in derselben Art wie bei Ammoniumchlorid vor sich gehen, weil bei vielen Umwandlungen andere physikalische Größen, wie z. B. das Brechungsvermögen, sich in derselben Art ändern, wie hier bei der spezifischen Wärme des Ammoniumchlorids gefunden ist. (Mietzel, Zeitschr. f. anorg. Chem. **116**, 71, 1921) und Rinne, Die Kristalle als Vorbilder feinbaulichen Wesens der Materie, Berlin (1921) S. 86).

Simon, Simson und Ruhemann haben später (Zeitschr. f. phys. Chem. **129**, 339) nicht nur die wahren spezifischen Wärmen des Ammoniumchlorids nochmals bestimmt, sondern dabei auch die andern Ammoniumhalogenide von etwa — 70° bis zu Zimmertemperatur in derselben Richtung studiert.

Die Resultate sind in Fig. 7 angegeben.

Aus den Figuren für NH_4Cl, NH_4Br und NH_4J geht also deutlich hervor, daß Maxima gefunden wurden, welche meiner Meinung nach die Stelle angeben, wo $\frac{dQ}{dT} = \infty$. Diese Stelle liegt bzw. bei den Temperaturen 242,6° abs., 235° und 230,5°.

In Zusammenhang mit unseren Betrachtungen unter 2 geht hervor, daß diejenigen Bestimmungen am meisten interessant sind, welche bis dicht in der Umgebung dieser hier genannten Temperatur ausgeführt sind, aber in solcher Weise, daß die Temperaturtrajekte, über welche die spezifische Wärme gemessen wurde, niemals die mit den Maximumwerten der gefundenen spezifischen Wärmen übereinstimmenden Temperaturen enthalten. Aus den gegebenen Zahlen ist nicht abzuleiten, welche Resultate auszuschalten sind, um die interessantesten übrig zu behalten, aber wenn man die hier folgende, NH_4Cl betreffende Tabelle von Simon, Simson und Ruhemann übersieht, und man schließt die Bestimmungen von 241,7° bis zu 243,2° aus, weil hier

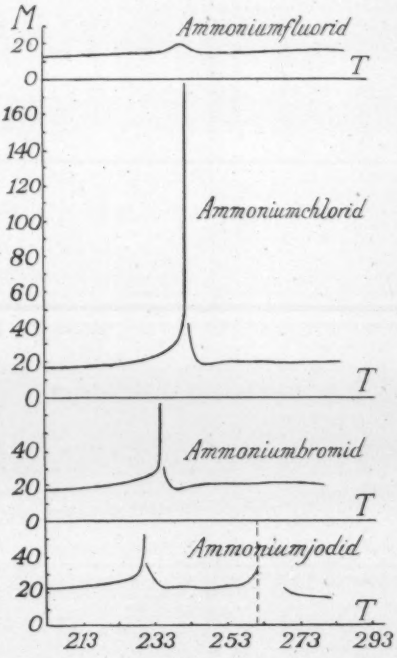


Fig. 7.

das gemessene Temperaturtrajekt wahrscheinlich die Temperatur 242,6° enthielt, so sieht man doch, daß hier etwas Besonderes vorliegt, weil die Molekularwärme in dem Temperaturtrajekt 204—241° abnormal stark ansteigt, in immer rascherem Tempo, und daß von 244° bis zu 276° die Molekularwärme anfangs ziemlich stark ab-

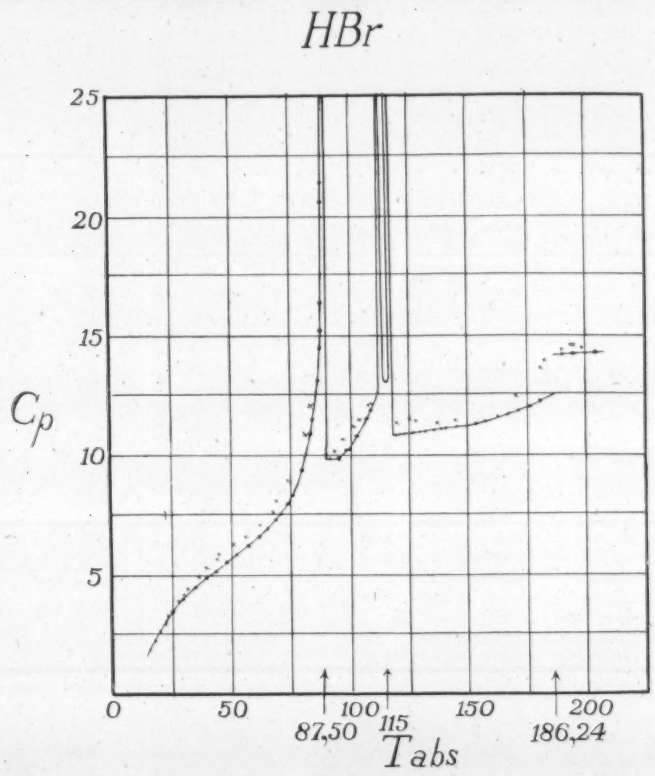


Fig. 8.

nimmt, um später wieder langsam anzusteigen. Dasselbe gilt auch für Ammoniumbromid und bei Ammoniumjodid wiederholt sich diese Erscheinung noch einmal. Man sieht sofort ein, daß dieses Verhalten darauf hinweist, daß die festen Phasen dieser Salze komplex sind, d. h. aus verschiedenen Molekülarten bestehen, und daß das innere Gleichgewicht sich unterhalb und oberhalb des Umwandlungspunktes stark mit der Temperatur verschiebt, wie in Typus 4, Fig. 2 angegeben wurde.

NH_4Cl.

T_{ABS}	C_p	T_{ABS}	C_p
204°	16,71	241,7	43,10
207,4	16,81	242,5	122,52
210,3	17,06	242,6	177,36
212,8	17,54	243,2	41,72
215,7	17,92	243,9	25,44
221,3	18,70	247,0	18,76
224,4	20,05	249,7	19,60
227,5	20,49	252,4	19,80
230,4	21,56	255,0	19,78
233,5	22,51	259,3	19,74
236,2	25,40	265,0	19,55
238,8	28,38	270,4	19,55
240,8	34,90	275,6	19,60

Verfasser ist also mit den Auffassungen von Simon, Simson und Ruhemann nicht ganz einverstanden.

Die Maxima in der Molekularwärme geben nämlich nach Verfasser die Stelle an, wo $\frac{dQ}{dT} = \infty$. Sie geben also die Lage der Umwandlungspunkte, welche für NH_4Cl und NH_4Br bei 242,6° bzw. 235° abs. liegen, während die zwei Maxima, welche bei NH_4J gefunden sind, auf zwei Um-

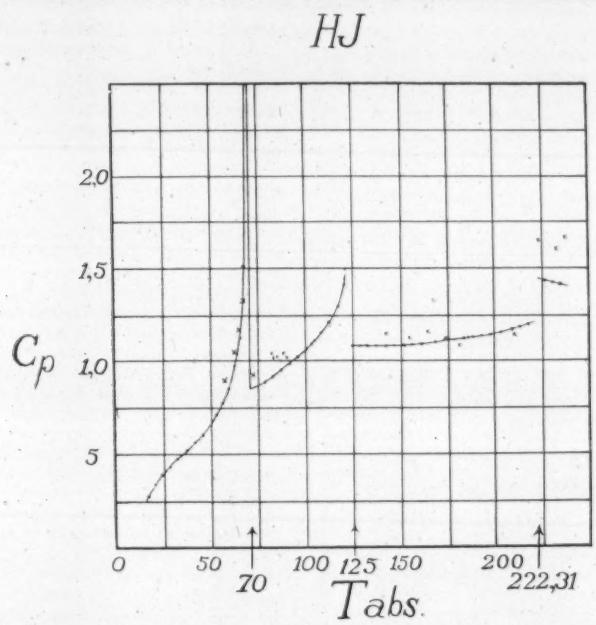


Fig. 9.

wandlungspunkte hinweisen, welche bei 230,5 und 260,5° abs. gelegen sind.

Simon und Simson (Naturwissenschaften **14**, 880, 1926) fanden, daß bei NH_4Cl keine Änderung der Kristallstruktur auftritt, aber, wie schon unter 2 gesagt, ist eine solche Änderung auch nicht notwendig mit dem Auftreten eines Umwandlungspunktes verbunden und man kann selbst erwarten, daß sich dieses Verhalten manchmal zeigen wird. — Bei Ammoniumfluorid würde eine C_p, T-Kurve gefunden, aus welcher, wenn sie in der Tat kontinuierlich ist, eine vollkommen kontinuierliche Verschiebung des inneren Gleichgewichts folgt und dieser Fall würde dann mit dem Typus 4 von Fig. 3 übereinstimmen[1]).

An dieser Stelle können wir noch nicht auf die Verschiedenheit zwischen den Molekülarten, welche man hier bei den Ammoniumsalzen wird annehmen müssen, eingehen.

Die genaue Bestimmung der spezifischen Wärme, welche bei dem Ammoniumsalze solche interessanten Resultate lieferte, hat in der letzten Zeit auch in anderen Fällen ähnliche Ergebnisse gegeben. So fanden Eucken und Karwat (Zeitschr. f. Phys. Chem. **112**, 467, 1924) und später Giauque und Wiebe (J. Amer. Chem. Soc. **50**, 2193, 1928; **51**, 1441, 1929) einen sehr interessanten Verlauf der spezifischen Wärme mit der Temperatur bei HBr und HJ, was sich aus den hier oben wiedergegebenen Fig. 8 und 9 aus der Publikation von Giauque und Wiebe ergibt.

Eucken und Karwat sagen in Zusammenhang mit diesen Resultaten folgendes: „Eine Schwierigkeit lag nur bei dem tieferen Umwandlungspunkte des Bromwasserstoffs vor, in dem die Molwärme hier einen sehr starken, bereits etwa 15° unterhalb des Umwandlungspunktes beginnenden Anstieg der Molwärmen zeigt. Die Molwärmen erreichen hier dicht unterhalb des Umwandlungspunktes recht beträchtliche Werte; ein diskontinuierlicher Einsatz der Umwandlung ist überhaupt nicht zu erkennen, sondern es scheint, als ob sich die Umwandlung über ein größeres Temperaturintervall erstreckte. Die gleiche interessante („mit dem Gibbsschen Phasengesetz nicht ohne weiteres vereinbare") Erschei-

1) Es wird vorkommen, speziell wenn die Umwandlungswärme klein ist, daß es große Schwierigkeiten gibt, zwischen den Fällen 4 und 5 zu entscheiden.

nung wurde bereits von Simon am NH_4Cl beobachtet und dort eingehend diskutiert."

Giauque und Wiebe schreiben: „The three high maxima found with HJ indicate gradual transitions of the type observed by Simon in the gase of ammoniumchloride".

„It seems plausible that such transitions may be due to internal changes in the molecule structure, as has been suggested by Simon and Simson."

Ob hier bei ungefähr 115° in der Tat zwei Maxima dicht hinter einander auftreten, wie Giauque und Wiebe betonen, ist möglich, aber noch nicht genügend geprüft.

In bezug auf die Resultate mit HJ sagen Giauque und Wiebe folgendes: „The results

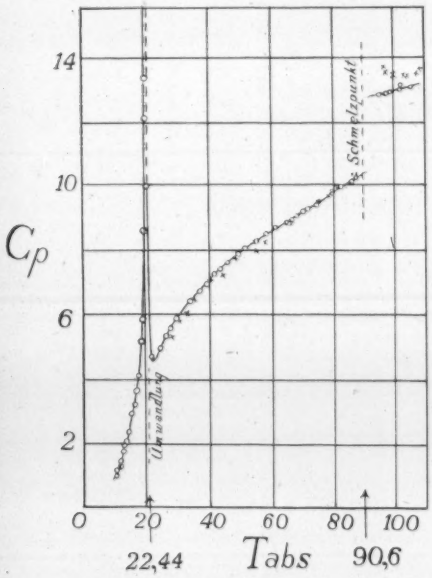


Fig. 10.

suggest the following possibility: the transition starts as a changing thermal equilibrium between energy states of the Hydrogen iodide molecules, both in the same crystal lattige, but when a sufficient concentration of the higher energy state has been reached, the system becomes unstable and changes to a new crystalline form."

Diese Äußerungen, speziell diejenigen von Giauque und Wiebe zeigen mit großer Klarheit, daß sie, ohne mit der Theorie der Allotropie bekannt zu sein, eine Erklärung suchen, welche schon 1910 mittels der Theorie der Allotropie gegeben wurde.

Auch in einer vor kurzem erschienenen Abhandlung von Clusius (Zeitschr. f. phys. Chem. B **3**, 41, 1929) über die spezifische Wärme kondensierter Gase werden u. a. Resultate Methan betreffend mitgeteilt, welche, wie sich aus nebenstehender Fig. 10 ergibt, den hier besprochenen Fällen vollkommen anzuschließen scheinen.

Es ist zu bedauern, daß aus diesen Abhandlungen wieder nicht zu entnehmen ist, ob dicht unter dem Umwandlungspunkte die Temperaturtrajekte, über welche die spezifische Wärme gemessen wurde, niemals die mit dem Maximum übereinstimmende Temperatur enthielten.

Abgesehen hiervon aber ist es doch wahrscheinlich, daß auch hier unterhalb des Umwandlungspunktes eine ziemlich starke Verschiebung des inneren Gleichgewichts in Erscheinung tritt. Im Gegensatz zu der viel verbreiteten Meinung wird, wie ich schon bemerkte, eine Umwandlung sicherlich nicht immer mit einer Kristallstrukturänderung verbunden sein, so daß aus einem Fehlen dieser Änderung nicht geschlossen werden darf, daß ein Umwandlungspunkt nicht besteht. Das Besondere, das gefunden worden ist, liegt auch nicht im Umwandlungspunkt, sondern vor oder nach diesem Punkt und deshalb habe ich auch absichtlich darauf hingewiesen, daß bei den definitiven Bestimmungen der spezifischen Wärmen das Temperaturtrajekt niemals die Temperatur des Umwandlungspunktes enthalten darf.

Aus den hier betrachteten Beispielen folgt, daß das Studium der spezifischen Wärme der festen Phasen von Ammoniumhaloiden, von HBr, HJ und von CH_4 zu dem Resultat geführt hat, daß diese festen Phasen komplex sind, d. h. aus verschiedenen Molekülarten bestehen, wobei der Ausdruck „verschiedene Molekülarten", wie schon bemerkt[1]), möglichst breit aufgefaßt werden muß.

1) l. c.

Amsterdam, Laboratorium für allgemeine und anorganische Chemie der Universität, 21. Januar 1930.

(Eingegangen 11. Februar 1930.

Über eine neue Deutung des Michelson-Phänomens.

Von R. Orthner.

Die Physik nimmt bekanntlich jenseits der Sinnenwelt noch eine zweite, reale Welt an, in welcher sich alle physikalischen Vorgänge abspielen. Was wir von denselben bemerken, ist der Eindruck, den diese wirklichen Vorgänge in unseren Sinnesorganen hervorrufen. In einer meiner früheren Arbeiten habe ich statt der beiden Ausdrücke „Sinnenwelt" und „reale Welt" die Bezeichnungen „physiologische" und „physikalische" Welt gebraucht, um dadurch das Mißverständnis zu vermeiden als ob die Sinnenwelt nicht real wäre. In der Tat ist jene ebenso real wie diese, aber ihre Realität besteht nur in Sinneseindrücken, sie ist eine physiologische, wogegen die reale Welt auch unabhängig von unserem Körper existiert, d. h. physikalisch real ist. Wenn wir eine durch ein Sinnesorgan wahrgenommene Erscheinung erklären wollen, so ersetzen wir sie durch einen angenommenen physikalischen Vorgang, der in der Regel auch nicht eine Spur von jener Erscheinung aufweist, zu deren Deutung er ersonnen worden ist. Wir führen z. B. statt der Empfindung „Farbe" die Vorstellung einer Wellenlänge, statt der Empfindung „Temperatur" die Vorstellung einer Molekularbewegung ein usw. So verfährt man mit allen Bestandteilen der physiologischen Welt, nur bei zwei derselben macht man eine Ausnahme, nämlich bei Raum und Zeit. Diese werden unverändert in die physikalische Welt übernommen, d. h. man nimmt als selbstverständlich an, daß sie nicht nur physiologisch, sondern auch physikalisch real seien. Nun ist die Raumzeit-Vorstellung genau so subjektiver Art wie die Temperatur- und Farben-Empfindung und es ist daher nicht einzusehen, warum man ihnen die erwähnte Sonderstellung zuweisen soll. Die Annahme, daß Raum und Zeit unverändert auch in der physikalischen Welt existieren, ist eine Hypothese, deren Willkür dadurch nicht verringert wird, daß sie bisher wohl stets festgehalten worden ist. Lassen wir sie fallen, so erhalten wir, wie sich zeigen wird, eine überraschend einfache Deutung des scheinbar so rätselhaften Michelson-Phänomens. Hierbei ist es nicht einmal nötig, den Zeitbegriff auszuschalten, es genügt, wenn wir dies bezüglich des Raumbegriffes tun.

Wie erwähnt, wird in der physikalischen Welt die Empfindung „Temperatur" durch eine Molekularbewegung, die Empfindung „Farbe" durch eine Wellenlänge ersetzt. In ähnlicher Art ersetzen wir die räumliche Entfernung zweier Körper, die wir mit S bezeichnen wollen, durch eine physikalische Größe Θ. Wie eine Molekularbewegung als Temperatur, eine Wellenlänge als Farbe zur sinnlichen Wahrnehmung gelangt, genau so kommt nach dieser Auffassung die Größe Θ als räumliche Entfernung zweier Körper zur anschaulichen Vorstellung. Mit der Größe Θ verbinden wir freilich nicht, wie hinsichtlich der beiden anderen Größen die Annahme eines bestimmten physikalischen Vorgangs, sondern ihre Beschaffenheit ist vorläufig vollkommen dunkel. Nur das eine nehmen wir an, daß sie nicht räumlicher Natur ist. Demgemäß gibt es jenseits der sinnlichen Wahrnehmung auch keine Bewegung; was uns als Relativbewegung zweier Körper erscheint, ist in Wirklichkeit die zeitliche Änderung von Θ. Wie wir sehen werden, ist es zur Deutung des Michelson-Phänomens nicht nötig, sich über die Beschaffenheit dieser Größe konkrete Vorstellungen zu bilden; auch ohne solche ergibt sich eine zwanglose Interpretation der empirischen Daten.

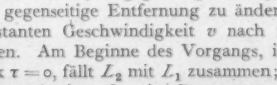
Die Maßzahlen von Θ und S seien ϑ und s. Da S jeweils von Θ hervorgerufen wird, so nimmt s den Wert o an, wenn ϑ verschwindet und beide stehen in funktioneller Abhängigkeit voneinander:

$$\vartheta = f(s) \tag{1}$$

da wir ferner, wie erwähnt, über die Beschaffenheit von Θ keinerlei Annahmen zu machen brauchen, können wir der Einfachheit halber seiner Maßzahl jenen numerischen Wert beilegen, welchen die Maßzahl von S aufweist, und daher schreiben:

$$\vartheta = s. \tag{2}$$

In der untenstehenden Figur bedeuten L_1, L_2 und L_3 drei Lichtquellen, neben denen Beobachter stehen, die mit genau eingestellten Uhren den



Figur.

Zeitpunkt der Aussendung und des Eintreffens der Lichtsignale kontrollieren. L_1 betrachten wir als ruhend, wogegen L_2 und L_3 sich ohne ihre gegenseitige Entfernung zu ändern mit der konstanten Geschwindigkeit v nach rechts bewegen. Am Beginne des Vorgangs, im Augenblick $\tau = 0$, fällt L_2 mit L_1 zusammen; in diesem Moment beginnt L_2 seine Bewegung und kommt nach τ' Sekunden im Punkte L_2' an. Bei diesem Eintreffen sendet es ein Lichtsignal aus, das bis zur Erreichung von L_3 die „Übertragungszeit" von t Sekunden benötigt, während welcher sich die zweite Lichtquelle von L_2' bis L_2 weiter bewegt; den Punkt L_2 erreicht sie im Zeitpunkt τ vom Beginn des Vorgangs an gerechnet. Es ist demnach

$$\tau = \tau' + t. \tag{3}$$

Dies ist jener physikalische Vorgang, der dem Michelson-Versuch zugrunde liegt. Bei demselben behalten ja ebenfalls Lichtquelle und Beobachter ihre Distanz bei und entfernen sich mit bestimmter Geschwindigkeit von einem in der Verlängerung ihrer Verbindungslinie liegenden Fixstern, den wir der Einfachheit halber als ruhend betrachten können. Da die Lichtwelle nicht nur die Strecke $L_2 L_3$, sondern vorher noch $L_2' L_2$ überstreicht, müßte bei wachsendem v entweder die Übertragungszeit oder die Lichtgeschwindigkeit wachsen. Beides ist nicht der Fall. Die Translationsgeschwindigkeit geht erwiesenermaßen nicht in die Lichtgeschwindigkeit ein und trotzdem erfolgt, wie Michelson durch sein Experiment gezeigt hat, die Ausbreitung des Lichtes auch für den mitbewegten Beobachter in Kugelwellen mit der Geschwindigkeit $c = 300000$ km/sec. Die scheinbare Rätselhaftigkeit dieser Tatsache rührt jedoch ausschließlich davon her, daß man für gewöhnlich die räumlichen Entfernungen und deren Veränderungen als reale Bestandteile des Phänomens betrachtet und in die Erklärung einzubeziehen versucht, während sie in Wirklichkeit nur die subjektive Seite eines Vorganges darstellen, der sich jenseits der sinnlichen Wahrnehmung abspielt. Daher verschwindet dieser Widerspruch sofort, wenn wir zur neuen Deutungsart übergehen.

In derselben bedeuten

$$L_1 \; L_2 \; L_3$$

die drei Lichtquellen. Im folgenden versehe ich alle Größen, die sich auf L_1 und L_2 beziehen, mit dem Index 12, wenn L_2 und L_3 gemeint sind, mit 23 und wenn es sich um L_1 und L_3 handelt, mit 13. Bezieht sich das betreffende Symbol auf je zwei beliebige Lichtquellen, so schreibe ich es ohne Index an. Daß die Lichtquellen uns als räumlich getrennt erscheinen, rührt von dem Vorhandensein zweier Größen Θ_{12} und Θ_{23} her; die erstere gelangt als Strecke $L_1 L_2$, die letztere als $L_2 L_3$ zur anschaulichen Vorstellung. Die Maßzahlen dieser Größen sind ϑ_{12} und ϑ_{23}. Wir ersetzen die Relativgeschwindigkeit zweier Lichtquellen v, durch μ, den „Veränderungskoeffizienten" derselben. Diesen Namen wähle ich deshalb, weil die Geschwindigkeit, mit der sich die beiden Lichtquellen einander nähern oder voneinander entfernen, dem Beobachter durch die Änderung ihrer scheinbaren Lichtstärke erkennbar wird. Die Zahl ϱ, der „Übertragungskoeffizient" des Signals, soll die Lichtgeschwindigkeit c symbolisieren.

So lange die beiden Θ ihre Größe beibehalten, gilt

$$\vartheta_{13} = \vartheta_{12} + \vartheta_{23} . \tag{4}$$

Ferner ist

$$\mu = v \tag{5}$$

$$\varrho = c \tag{6}$$

$$\vartheta = \mu \cdot \tau = \varrho \cdot t . \tag{7}$$

Formel (2) sowie die Ausdrücke (4) bis (7) bedeuten demnach nur, daß die von der Raum-Zeit-Physik gelieferten Größen durch andere, nämlich durch solche Symbole ersetzt werden, denen die gewohnten Vorstellungen von räumlichen Entfernungen bzw. Geschwindigkeiten nicht anhaften.

Im Augenblick $\tau = 0$ ist auch $\vartheta_{12} = 0$ und wächst dann bis zum Werte ϑ_{12}' an, den es im Moment τ' erreicht. Wenn an diesem Zeitpunkt von der zweiten Lichtquelle ein Signal ausgesandt wird, das nach t Sekunden in L_3 eintrifft, so wäre nach der klassischen Raumzeitvorstellung die Entfernung zwischen L_1 und L_3 durch die Summe der beiden Strecken $L_1 L_2$ und $L_2 L_3$ gegeben. Die Strecke $L_1 L_2$ ist jener Weg, den die Lichtquelle L_2 nach τ Sekunden zurückgelegt hat. Dies bedeutet, daß in Gleichung (4) jener Wert von ϑ_{12} eingesetzt werden müßte, den dieses im Augenblick des Eintreffens des Lichtsignals in L_3 aufweist. In der neuen Deutungsart jedoch zwingt uns nichts, uns diese ausschließlich von der Raumzeitvorstellung suggerierte Forderung zu eigen zu machen. Wir müssen uns vielmehr fragen, welchen Wert wir in die Gleichung (4) einsetzen sollen, jenen, den ϑ_{12} im Augenblick τ' oder jenen, den es im Moment τ aufweist oder vielleicht gar einen dazwischen liegenden Wert. Im Zeitpunkt τ' wird das Signal von L_2 ausgesendet. In diesem Augenblick hat die Maßzahl von Θ_{12} den Wert ϑ_{12}'. Es ist nun sicherlich eine höchst naheliegende Annahme, daß dies jener Wert ist, den wir in Gleichung (4) einsetzen müssen. Denn von diesem Augenblick an läuft ja das Lichtsignal und es ist daher durchaus wahrscheinlich, daß sich ϑ_{23} zu ϑ_{12}' addiert, nicht zu irgendeinem größeren Wert, den Θ_{12} bei Aussendung des Signals noch gar nicht aufweist. Machen wir diese Annahme, so folgt

$$\vartheta_{13} = \mu_{12} \cdot \tau' + \varrho \cdot t . \tag{8}$$

Dieser Ausdruck gibt das Ergebnis des Michelson-Versuches richtig wieder. Führen wir nämlich die Symbole der Raumzeitvorstellung ein, so ergibt sich

$$s_{13} = v_{12} \cdot \tau' + c \cdot t . \tag{9}$$

Dies bedeutet, daß die Lichtausbreitung auch von einer bewegten Lichtquelle aus in Kugelwellen mit der Geschwindigkeit c erfolgt, trotzdem die Translationsgeschwindigkeit keineswegs in die Lichtgeschwindigkeit eingeht. Der wirkliche, physikalische Vorgang spielt sich eben zwischen ϑ, μ und ϱ, nicht zwischen s, v und c ab und ist so beschaffen, daß die nach τ Sekunden erreichte Entfernung der beiden Lichtquellen L_1 und L_3 nicht durch die Strecke $L_1 L_3$ sondern durch $L_1 L_3'$ gegeben ist.

Wir nehmen nun an, die beiden Lichtquellen L_2 und L_3 befänden sich im Augenblick $\tau = 0$ in unmittelbarer Nähe von L_1 und bewegten sich von diesem Moment an mit verschiedenen Relativgeschwindigkeiten v_{12} bzw. v_{23} nach rechts. Nach Gleichung (7) ist

$$l_{23} = \frac{\mu_{23}}{\varrho} \cdot \tau. \qquad (10)$$

dies in (3) eingesetzt gibt

$$\tau' = \tau \left(1 - \frac{\mu_{23}}{\varrho}\right) \qquad (11)$$

daraus folgt nach (8) und (7):

$$\vartheta_{13} = \mu_{12} \cdot \tau \left(1 - \frac{\mu_{23}}{\varrho}\right) + \mu_{23} \cdot \tau \qquad (12)$$

dividieren wir beide Seiten durch τ so folgt

$$\mu_{13} = \mu_{12} + \mu_{23} - \frac{\mu_{12} \cdot \mu_{23}}{\varrho} \qquad (13)$$

und, wenn wir zu den räumlichen Symbolen zurückkehren

$$v_{13} = v_{12} + v_{23} - \frac{v_{12} : v_{23}}{c}. \qquad (14)$$

Wächst v_{23} bis zur Lichtgeschwindigkeit an, so ist $v_{13} = c$.

Das Einsteinsche Additionstheorem gibt, wie bekannt, den gleichen Wert und die Richtigkeit desselben ist durch alle Beobachtungen bestätigt worden, die man an bewegten Körpern gemacht hat, von denen optisch-elektrische Erscheinungen ausgehen. Diese Übereinstimmung, die von jeher als die stärkste Stütze der Relativitätstheorie betrachtet worden ist, bestätigt demnach auch die Richtigkeit der obigen Ausführungen. In einer in Ausarbeitung befindlichen Schrift „Wesen und Wahrheitswert der physikalischen Beweisführung" werde ich weitere Gründe für diese Richtigkeit angeben[1]).

Gleichung (14) kann man auch schreiben:

$$v_{13} = v_{12} + v_{23}\left(1 - \frac{v_{12}}{c}\right). \qquad (15)$$

Das zweite Glied des rechts vom Gleichheitszeichen stehenden Synoms zeigt, daß sich die Relativgeschwindigkeit v_{23} der beiden Lichtquellen L_2 und L_3 nicht mit ihrem vollen Wert auf v_{13} überträgt, sondern mit einem Betrag, der im Verhältnis $1 : \left(1 - \frac{v_{12}}{c}\right)$ kleiner ist. Nun nimmt dieser Klammerausdruck für $v_{12} = c$ den Wert Null an, d. h. wenn man eine beliebig große Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit addiert, so kommt dadurch immer wieder die Lichtgeschwindigkeit heraus. Auch hier kommen wir demnach zu demselben Ergebnis wie die Relativitätstheorie, aber es ist in der neuen Deutungsart nicht mehr rätselhaft, denn es wird ja nicht s_{23} zu s_{12}, sondern ϑ_{23} zu ϑ'_{12} addiert und s_{13} nimmt jenen Wert an, den ihm ϑ'_{12} auf Grund seiner Eigenschaften zuweist.

(Eingegangen 26. Januar 1930.)

1) In derselben leite ich ferner teils durch Interpolation der Ansatzgleichung (8), teils durch Einsetzen von Zahlenwerten in (14) folgende, experimentell festgestellten Tatsachen ab: 1. das Fehlschlagen aller Versuche, einen Ätherwind nachzuweisen; 2. das Dopplersche Prinzip; 3. die quantitativen Zusammenhänge bei Mitführung des Lichtes durch ein bewegtes Medium; 4. die (scheinbare) Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit nach der Formel $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$.

Zur Mechanik der Kontinentverschiebungen.

Von P. Stephan.

Durch eine große Menge geologischer, klimatologischer und anderer Argumente hat A. Wegener seiner ursprünglichen Hypothese der Kontinentverschiebung nach Westen[1]) einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit gegeben. Dagegen sind über die mechanischen Ursachen dieser Verschiebung bisher nur wenig befriedigende Annahmen und noch weniger Rechnungen bekannt geworden.

Gewöhnlich wird davon ausgegangen[2]), daß die Kontinente sich mit einer Geschwindigkeit v in der Nord-Süd-Richtung nach dem Äquator hinbewegen. In Verbindung mit der Winkelgeschwindigkeit ω der Erddrehung ergibt sich dann die Coriolis-Beschleunigung $p = 2v\omega$ senkrecht zur Richtung von v, worin letzteres die Projektion der Verschiebungsgeschwindigkeit v im Meridian auf den senkrecht zur Drehachse stehenden Radius angibt. Sie ist selbstverständlich ein verschwindend kleiner Wert, selbst wenn man für v einen Betrag von einigen Dekametern im Jahr ansetzen wollte. Ebenso ist $\omega = \frac{2\pi}{86164} = \frac{1}{13713{,}5}\,\frac{1}{\text{sec}}$ ein sehr kleiner Wert, so daß das doppelte Produkt eine kleine Größe zweiter Ordnung wird, die gegenüber den der Verschiebung entgegenwirkenden Widerständen (s. u.) ganz bedeutungslos ist. Die Coriolis-Beschleunigung kommt demnach als Erklärung für die Westdrift nicht in Frage[3]).

1) Erste Veröffentlichung: A. Wegener, die Entstehung der Kontinente, Petermanns Mitt. 1912; spätere A. Wegener, die Entstehung der Kontinente und Ozeane. Braunschweig, Vieweg. 1. Aufl., 1915; 2. Aufl., 1920; 3. Aufl., 1922; 4. Aufl., 1928.

2) W. Köppen, Petermanns Mitt. 1921; Auszüge bei A. Wegener, 3. u. 4. Aufl.

3) W. Schweydar, Zeitschr. d. Ges. f. Erdk. 120. 9121.

Die Polflucht der Kontinente begründet Köppen wie folgt: Die Niveauflächen des Geoids in verschiedenen Tiefen sind nicht parallel zueinander, sondern haben, in verzerrtem Maßstab gezeichnet, etwa den in der Schnittfigur 1

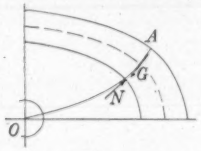


Fig. 1.

wiedergegebenen Verlauf, wobei die von dem Oberflächenpunkt A ausgehende Schwerlinie etwa der Kurve AO folgt. Die Gegenkraft N des Erdinnern an einer bestimmten Stelle ist so etwas gegen die Gewichtskraft G des aufgelagerten Kontinentes geneigt, und beide Kräfte ergeben so eine nach dem Äquator gerichtete Mittelkraft.

Die erste Berechnung auf Grund allgemeiner Mechaniksätze hat Epstein[1]) gegeben. Er setzt mit den geometrischen Beziehungen der Fig. 2 an: Die kinetische Energie eines Massenteilchens m an der Oberfläche ist bei der Winkelgeschwindigkeit ω der Erddrehung

$$T = \tfrac{1}{2}\, m\,[R_2 \cdot \cos q \cdot (1 + q) \cdot \omega]^2. \qquad (1)$$

Die potentielle Energie desselben Massenteilchens in derselben Ebene ist

$$U = \frac{\alpha c m M \cos^2 q}{R_2 (1 + q \cos^2 q)}, \qquad (2)$$

worin M die im Mittelpunkt konzentriert gedachte Gesamtmasse der Erde ist, c die Gravitationskonstante, und α der Zahlenfaktor, der die vereinfachte Annahme über M mit den tat-

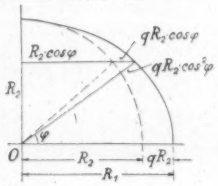


Fig. 2.

sächlichen Verhältnissen in Übereinstimmung bringt[1]). Die Gesamtenergie des Teilchens m ist dann

$$L = U - T, \qquad (3)$$

und die Kraft, die darauf bei der Verschiebung im Meridian um die Strecke ds nach dem Äquator zu einwirkt, wird

$$P = \frac{dL}{ds} = \frac{\dfrac{\partial L}{\partial q} \cdot dq}{R_2 \cdot (1 + q \cos^2 q) \cdot (-dq)} = \frac{m \cdot \sin 2q}{1 + q \cdot \cos^2 q} \cdot \left[+ \frac{\alpha c M}{R_2^2 (1 + q \cos^2 q)^2} - \frac{\omega^2}{2} (1 + q)^2 \cdot R_2 \right]. \qquad (4)$$

Da die Oberfläche des Geoids eine Gleichgewichtsfläche ist, muß darin $P = 0$ sein oder

$$\frac{\alpha c M}{R_2} = \frac{1}{2} R_2^3 \omega^2 (1 + q)^2 (1 + q \cos^2 q)^2, \qquad (5)$$

was die Bestimmungsgleichung für den Faktor α ist, wenn der kleine Betrag $q \cdot \cos^2 q$ gegenüber 1 vernachlässigt wird.

In einer im Verhältnis zu R_2 kleinen Tiefe t unterhalb der freien Oberfläche gilt für T dieselbe Gleichung (1), nur mit dem Halbmesser $R_2 \cos q\,(1 + q) - \dfrac{t}{\cos q}$ und entsprechend für U die Gleichung (2) mit dem Halbmesser $R_2 (1 + q \cdot \cos^2 q) - t$. Man erhält so

$$L' = U' - T' = m \cos^2 q \cdot \left[\frac{\alpha c M}{R_2 (1 + q \cos^2 q)} - \frac{1}{2} R_2^3 \omega^2 (1 + q)^2 \right] + m \cos^2 q \cdot t \cdot \left[\frac{\alpha c M}{R_2^2 (1 + q \cos^2 q)^2} + \frac{R_2 \omega^2 (1 + q)}{\cos^2 q} \right].$$

Ersetzt man hierin die ersten Glieder in den eckigen Klammern durch die aus Gleichung (5) folgenden Ausdrücke und bildet wieder

$$P' = \frac{\dfrac{\partial L'}{\partial q} \cdot dq}{[R_2 (1 + q \cos^2 q) - t] (-dq)},$$

so folgt leicht mit den zulässigen Vernachlässigungen

$$P' = \frac{1}{2}\, m\, t \omega^2 (1 + 2q) \sin 2q \left(1 + 2 \frac{R_2}{t} q \cos^2 q \right). \qquad (6)$$

1) Naturwissenschaften 499, 1921.

1) Über letztere und die umständlichen Rechnungen dazu s. z. B. Prey, Meinka, Tams, Einführung in die Geophysik, Berlin 1922; sehr vereinfacht stellt die Sache dar Holzmüller in Zeitschr. d. Vereins deutscher Ing. 1636, 1903.

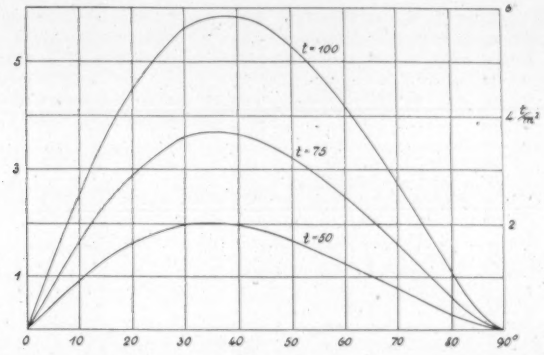


Fig. 3.

Da Epstein einige Vereinfachungen vorweg vorgenommen hatte, so weicht sein Ergebnis etwas von dem hier berechneten ab.

Die Stelle des Größtwertes von P' erhält man aus $\frac{dP'}{d\varphi} = 0$. Es ergibt sich dafür

$$\underset{\max}{\cos 2\varphi} = -\frac{1}{4}\left(1 + \frac{t}{R_2 q}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{16}\left(1 + \frac{t}{R_2 q}\right)^2 + \frac{1}{2}}.$$

Mit $R_2 q = 21{,}3$ km errechnet sich hieraus für

$t =$	50	75	100 km
$\varphi' =$	$37\frac{1}{2}^0$	$39^0\,5'$	$39^0\,40'$.

Setzt man jetzt $m = F \cdot dt \cdot \frac{\gamma}{g}$, worin bedeutet F die Grundfläche einer Massensäule, γ ihr Einheitsgewicht 2,9 t/m^3, g die durchschnittliche Erdbeschleunigung, so erhält man die bei der Tiefe t in der Grundfläche F auftretende Schubspannung zu

$$\tau = \int_0^t \frac{dP'}{F} = \frac{\gamma}{g}\omega^2(1 + 2q)\sin 2\varphi \cdot t \cdot \left(\frac{t}{4} + R_2 q \cos^2\varphi\right). \quad (7)$$

Den Verlauf stellen die Linienzüge der Fig. 3 dar. Dagegen ist die Belastung der Grundfläche

$$\sigma = t \cdot \gamma = \begin{array}{lll} 145000 & 217500 & 290000\ t/m^2 \\ 14500 & 21750 & 29000\ \text{at}. \end{array} \quad (8)$$

Epstein und Schweydar erhalten wesentlich kleinere Werte von τ, weil sie nur $t \sim 2{,}5$ km einsetzen. Sie gehen aus von einer Annahme, die etwa die Fig. 4 veranschaulicht. Die Sial-Kontinentalscholle A ragt i. M. etwa 1 km über den Meeresspiegel hervor und hat eine Tiefe, die bei einfachen Verhältnissen zwischen 50 und 100 km angesetzt wird. Die Ozeane haben eine Durchschnittstiefe von etwa 5 km, darunter befindet sich unter einer Sedimentdeckung eine ziemlich dünne feste Simaschicht B, und die Kontinente schwimmen ebenso wie die feste Simaschicht auf dem flüssigen Sima C. Der Auftrieb der flüssigen Unterschicht vom Einheitsgewicht $\gamma' \sim 3\ t/m^3$ greift etwa im Punkt D

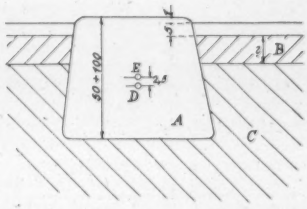


Fig. 4.

an, während der Schwerpunkt der leichteren Sialschicht E ist. Der Abstand beider Punkte berechnet sich aus den mittleren Einheitsgewichten zu rund 2,5 km, der nach dieser Anschauung in die obige Formel (7) einzusetzen wäre.

Dagegen ist aber zu berücksichtigen, daß im Kontinent etwa bei 2,5 km Tiefe bereits die Temperatur 100° vorhanden ist, die freilich mit zunehmender Tiefe langsamer ansteigt. Andererseits herrscht am Meeresgrund, also rund 6 km unter der mittleren Kontinentoberfläche, die Temperatur 0°. Nimmt man die Wärmeleitfähig-

keit des Sials ungefähr gleich der des Simas an — wesentlich kleiner dürfte sie keinesfalls sein — so ist die Fig. 4, solange beide Massen A und B keine Bewegung gegeneinander gemacht haben, durch die Fig. 5 zu ersetzen, worin allerdings

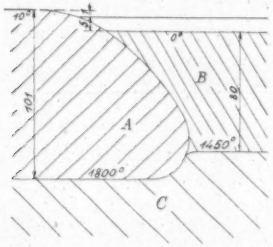


Fig. 5.

die mittlere Neigung des Kontinentrandes noch zu steil gezeichnet ist. Die auch hier bestehende geringere Stärke der festen Simaschicht B erklärt sich durch ihren um etwa 350° niedrigeren Schmelzpunkt. Sie hat jedenfalls eine Mächtigkeit, die ungefähr $^8/_{10}$ der von A beträgt. Unter den Umständen kann aber nicht von einem Schwimmen der Kontinentschollen gesprochen werden. Es handelt sich vielmehr um eine zwar verhältnismäßig dünne und wenig widerstandsfähige, aber doch feste, geschlossene Haut, die durch die Schwerkraft gegen die innere Masse gedrückt wird, die sich selbst bei dem hohen allseitigen Druck, unter dem sie steht (vgl. oben), in einem Grenzzustand zwischen Flüssigkeit und festem Körper befindet und daher auch Transversalwellen leitet. Durch die im Laufe der Oberflächenentwicklung stattgefundene Schrumpfung liegt die Außenhaut so dicht an wie etwa eine Gefäßwand, wenn auch an Bruch- bzw. Kompressionsstellen zuzeiten ein gewisses Durchtreten der Innenmasse möglich ist. Auch in weit zurückliegender Zeit muß das Verhältnis der Stärken von A und B immer dasselbe gewesen sein; nie konnten daher stärkere Kontinentschollen frei schwimmen bzw. von einer sie umfassenden Flüssigkeit Auftrieb erfahren.

Eine Erklärung der Westwanderung bietet folgende Überlegung. Das Trägheitsmoment eines rotierenden Körpers von der Masse m und dem Außenhalbmesser R ist in bezug auf die Drehachse

$$J = \zeta m R^2. \tag{9}$$

Z. B. ist für eine homogene Kugel oder ein daraus durch zwei Meridianschnitte gewonnenes Kugelzweieck $\zeta = 0{,}4$. Die Differentiation der Gleichung (9) nach R ergibt

$$dJ = 2J\frac{dR}{R}. \tag{10}$$

Nun ist das Arbeitsvermögen eines mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden Körpers

$$A = \frac{1}{2} J\omega^2 = \frac{1}{2} J_1\omega_1^2, \tag{11}$$

worin

$$J_1 = J + dJ \quad \text{und} \quad \omega_1 = \omega + d\omega \tag{12}$$

sei. Aus den beiden Gleichungen (11) folgt

$$\frac{\omega_1}{\omega} = \sqrt{\frac{J}{J_1}}.$$

Nimmt man die Gleichungen (12) dazu, so geht die letztere über in

$$1 + \frac{d\omega}{\omega} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{dJ}{J}}} = 1 - \frac{1}{2}\frac{dJ}{J}.$$

Wird hierin noch Gleichung (10) eingesetzt, so folgt schließlich

$$\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{dR}{R}. \tag{13}$$

Jeder Veränderung des Halbmessers R entspricht eine entgegengesetzte Änderung der Winkelgeschwindigkeit ω.

Setzt man die Umfangsgeschwindigkeit auf der Breite φ der Kugel an

$$v_\varphi = R \cdot \omega \cdot \cos\varphi \tag{14}$$

und differentiert nach den beiden Veränderlichen R und ω, so wird $dv_\varphi = (\omega \cdot dR + R \cdot d\omega)\cos\varphi$. Nimmt man dazu die Gleichung (13), so wird $dv_\varphi = 0$: Die Umfangsgeschwindigkeit eines Außenpunktes bleibt bei beliebiger Schrumpfung des Halbmessers R konstant.

Nun ist die Anziehungskraft auf einen solchen Punkt gemäß Formel (2) $\frac{\alpha c M m}{R^2} = Q$ und die Zentrifugalkraft $\frac{m v^2}{R} = Z$. Das Verhältnis beider Kräfte ist

$$\frac{Q}{Z} = \frac{C}{R}, \tag{15}$$

worin C alle konstanten Werte zusammenfaßt.

Aus der Kraftfigur 6 ergibt sich für einen Punkt der Geoidoberfläche, wo die Normale zur Fläche mit dem Halbmesser R den Winkel ϑ bildet, für das Gleichgewicht in der Oberfläche

$$Z \cdot \sin(\varphi + \vartheta) = Q \cdot \sin\vartheta$$

oder

$$\cos\varphi + \sin\varphi \cdot \operatorname{cotg}\vartheta = \frac{Q}{Z}. \tag{16}$$

Da φ unveränderlich für den angenommenen Punkt ist, so folgt mit Hinzunahme der Gleichung (14): Wenn R kleiner wird, so nimmt $\cot g\,\vartheta$ zu bzw. $\operatorname{tg}\vartheta$ ab.

Da nun die Größe von ϑ allein von der Abplattung abhängt, wie sich leicht zeigen läßt, so wird diese ebenfalls kleiner, wenn R schrumpft.

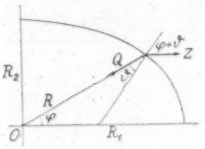


Fig. 6.

Eine Zahlenrechnung zur Formel (13) ergibt folgender Ansatz. Die Insel Grönland hat sich in historischer Zeit durch stetige Eisauflagerung stark erhöht. dR ist also dort positiv und entsprechend $d\omega$ negativ. Bei der in Fig. 7 angedeuteten Drehung der Erdkugel mit der Umfangsgeschwindigkeit v_0 am Äquator muß somit die Insel eine stetig wachsende Relativgeschwindigkeit entgegengesetzt zu v_0 haben.

Um eine genaue Zahlenberechnung durchzuführen, werde die Inseltiefe einmal zu 100 km

Fig. 7.

unter dem Meeresspiegel angenommen, die Gebirgserhöhung darüber zu durchschnittlich 1 km, die heutige Eisauflagerung ebenfalls zu 1 km, entsprechend 320 m Gesteinshöhe. Dann ist der ursprüngliche Schwerpunktradius $R = 6370{,}3 + 1{,}0 - 50{,}5 = 6320{,}8$ km und die Vergrößerung dieses Radius $dR = \frac{1}{2} \cdot 320$ m. Nicht berücksichtigt wird der Einfachheit halber die sehr geringe Vergrößerung der Masse durch die Eisauflagerung. Dann wird nach Formel (13)

$$d\omega = \omega \cdot \frac{dR}{R} = \frac{1}{13713{,}5} \cdot \frac{0{,}160}{6320{,}8} \frac{1}{\text{sec}}$$

und damit die im Laufe der Eisauflagerung aufgesummte Relativgeschwindigkeit

$$dv_\varphi = (R + dR) \cdot d\omega \cdot \cos\varphi, \qquad (17)$$

worin für den Schwerpunkt der Insel etwa $\varphi \sim 72\frac{1}{2}^0$, also $\cos\varphi = 0{,}30$ einzusetzen ist. Damit wird

$$dv_\varphi = 6320{,}96 \cdot \frac{1}{13713{,}5} \cdot \frac{0{,}16}{6320{,}8} \cdot 0{,}30 \cdot 1000$$

$$= 0{,}0035 \text{ m/sec},$$

ein riesengroßer Betrag, dessen Berechnung voraussetzt, daß sich die Insel reibungs- und widerstandsfrei, wie eine Eisscholle auf dem Wasser, bewegen kann.

Tatsächlich ist die Verschiebung $dv_\varphi = 36{,}0$ m/Jahr an der Südspitze gemessen worden[1]), so daß für den Schwerpunkt wohl 21,6 m/Jahr $= 0{,}000\,000\,684$ m/sec anzusetzen sind, entsprechend dem Verhältnis der Cosinus 0,30 : 0,50. Am Pol ist ja die Verschiebung 0.

Es werde jetzt die berechnete Verschiebungsgeschwindigkeit mit w_0 bezeichnet und die gemessene mit w_1. Dann hätte die Gesamtmasse das Arbeitsvermögen $\frac{1}{2} m w_0^2$ haben sollen, tatsächlich ist nur der Betrag $\frac{1}{2} m w_1^2$ erreicht worden. Der Unterschied ist durch den Widerstand W des zähen Mittels auf dem Verschiebungswege s verzehrt worden. Es gilt also

$$\tfrac{1}{2} m w_0^2 - \tfrac{1}{2} m w_1^2 = W.s. \qquad (18)$$

Hierin ist das zweite Glied der linken Seite verschwindend klein gegenüber dem ersten, ebenso verschwindet der Einfluß des mitbewegten zähen Untergrundes.

In Formel (18) ist nun einzusetzen

$$m = F_m \cdot t \cdot \frac{\gamma}{g}, \qquad (19a)$$

$$w = \frac{F_u \cdot z \cdot w_1}{a}. \qquad (19b)$$

und, da die Geschwindigkeit etwa parabolisch auf den Endwert angestiegen ist,

$$s = \tfrac{2}{3} \cdot w_1 \cdot t. \qquad (19c)$$

Hierin bedeutet F_m den mittleren Querschnitt des Massivs m, F_u seine Unterfläche, z die Zähigkeit des Simas, a die Stärke der Gleitschicht. Nach allen Erfahrungen über langsames Gleiten eines festen Körpers auf einer zähen Flüssigkeit kann die Stärke a nur ziemlich klein sein; jedenfalls ist nur der obere Teil des zähen Simas an dem Gleiten beteiligt. Um die Rechnung nach Möglichkeit nicht mit willkürlichen Annahmen zu belasten, bestimmt man am besten aus den

1) s. A. Wegener, 4. Aufl.

Gleichungen (19) und der vereinfachten (18)

$$\frac{F_u \cdot z}{F_m \cdot a} = \frac{3t \cdot \gamma \cdot w_0^2}{4g \cdot w_1^2 \cdot t}. \qquad (20)$$

Jetzt ist freilich noch eine Annahme zu machen über die Zeit t des Gleitens. Sein Anfang mag etwa $t \sim 10000$ Jahre zurückliegen. Dann wird mit den übrigen gegebenen Werten bei

$t =$	51	76	101	km
$\frac{F_u}{F_m} \cdot \frac{z}{a} =$	4.67	6.96	9.25	$\frac{kg \cdot sec}{m^3}$

Jetzt werde auf die Kurvenzüge der Fig. 3 zurückgegriffen. Danach ist für den Schwerpunkt der Insel bei $\varphi = 72\frac{1}{2}^0$ für

$t =$	50	75	100	km
$\frac{P'}{F_m} = \tau =$	0.57	1.23	2.14	t/m².

Für die bewegende Kraft in der Nord-Süd-Richtung gilt dann, wenn die zur beliebigen Zeit t in dieser Richtung bestehende Geschwindigkeit mit w bezeichnet wird,

$$P' = F_m \cdot \tau = F_m \cdot t \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{dw}{dt} = F_u \cdot w \cdot \frac{a}{z} \qquad (21a)$$

oder geordnet

$$\frac{dw}{dt} - \frac{F_u \cdot z}{F_m \cdot a} \cdot \frac{g}{\gamma \cdot t} \cdot w = \frac{g \cdot \tau}{\gamma \cdot t}. \qquad (21b)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$w = \tau \cdot \frac{F_m}{F_u} \cdot \frac{a}{z} \cdot (e^{t/10} - 1), \qquad (22)$$

worin t jetzt die Zeitdauer dieser Bewegung in Jahrtausenden angibt, da t in Gleichung (20) zu 10000 Jahren angesetzt worden ist. Die Ausrechnung liefert die Zahlenwerte

$\frac{w}{e^{t/20} - 1} =$	0.123	0.177	0.231	m/sec.

Mit $t \sim 7$ Jahrtausenden wird der Nenner der linken Seite 1, und man erhält also dafür Beträge, die noch etwas größer sind, als die aus Formel (17) errechneten. Die Nord-Süd-Verschiebung der um den Nordpol gelegenen Länder hat also in der Vorzeit bestimmt stattgefunden, was ja auch die Auflösung der Nordküsten von Europa und Amerika bestätigt.

Die einfache Berechnung aus der Formel (21) ist aber irreführend. Der gemachte Ansatz ist schon bei der Berechnung der Westverschiebung unzureichend, deren Gesamtweg nach Formel (19c) erst $s = 28{,}75$ km ausmacht. Bei größerem Verschiebungsweg geht nämlich die Anordnung der Fig. 5 über in die der Fig. 8. Es staucht sich

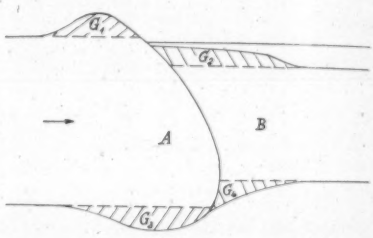


Fig. 8.

sowohl das Sial als auch das Sima, und der größte Teil der Arbeit wird einmal zur Kompression der beiden aufeinander wirkenden Massen A und B verbraucht, ferner zur Hebung der Gewichte G_1 und G_2, sowie zur Eindrückung der Gewichte G_3 und G_4 und schließlich zur Überwindung der festen Reibung in der Gleitfläche zwischen A und B. Offenbar ist ein Teil der Arbeit sogar zum Abbiegen der Südspitze der Insel aufgewandt worden. Heute dürfte sich diese Bewegung bei den stark wachsenden Widerständen wohl gänzlich festgebremst haben.

Eine andere Anwendung der Formel (13) deutet die Fig. 9 an, die einen Äquatorschnitt

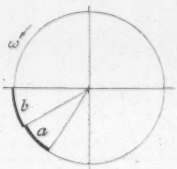


Fig. 9.

darstelle, und zwar durch einen in der Nord-Süd-Richtung langgestreckten Kontinent. Im Lauf einer gewissen Zeit sei der Teil a etwas zusammengeschrumpft, während der Teil b stehen geblieben sei, entweder weil das Baumaterial etwas fester ist, oder weil versteifende Gebirgsketten die Schrumpfung aufhielten. Dann hat Teil a eine etwas größere Winkelgeschwindigkeit erhalten als Teil b, und es klafft an der Grenze eine Spalte. So dürfte etwa die Entstehung der Tanganyikaspalte zu erklären sein.

Durch häufige Wiederholung in der Vorzeit kann so eine Trennung Amerikas von dem Hauptkontinent erfolgt sein und die Freilegung des Sima auf dem entstandenen Meeresboden. Da diese Bewegung mehr oder weniger intermittierend vor sich gegangen ist, so entzieht sie sich der einfachen rechnerischen Untersuchung. Sie ist mittlerweile auch wieder bis auf einen sehr kleinen Restbetrag[1]) durch die Umbildungen auf der Westseite gemäß Fig. 8 aufgehoben worden.

1) s. A. Wegener, 4. Aufl.

(Eingegangen 28. Januar 1930)

BESPRECHUNGEN.

F. I. G. Rawlins und A. M. Taylor, Infrared Analysis of Molecular Structure. (The Cambridge Series of Physical Chemistry; General Editor E. M. Rideal). XV u. 176 S. Mit 35 Fig. Cambridge; At the University Press 1929. Geb. Sh. 10.6.

Das Ultrarot ist ein Gebiet, über dessen Tragweite man sich bei der Molekularstrukturforschung schon lange im klaren gewesen ist. Lediglich den großen experimentellen Schwierigkeiten ist es zuzuschreiben, daß die Ergebnisse noch recht mager sind. Das vorliegende Buch gibt eine ausgezeichnete Übersicht über den gesamten Stand der Ultrarot-Forschung bis Anfang 1929, also gerade bis zum Beginn der neuen Epoche der Ultrarot-Forschung, dem Raman-Effekt. In den ersten drei Kapiteln werden der Reihe nach die experimentellen Ergebnisse an Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern dargestellt, mit den vorliegenden Theorien verglichen und die Schlußfolgerungen auf die Molekularstruktur gezogen. Ein viertes Kapitel ist vollständig den experimentellen Methoden gewidmet; das fünfte enthält schließlich einen mathematischen Anhang, in dem Formeln abgeleitet werden, die in den andern Kapiteln nur angegeben sind. Jedes Kapitel enthält noch eine kurze Zusammenfassung sowie ein ausführliches Literaturverzeichnis. Das Buch ist klar und übersichtlich geschrieben und gut illustriert. Eine kurze Einleitung des Herausgebers der ganzen Buch-Serie, E. M. Rideal, weist auf die Entwicklung der Ultrarot-Forschung und ihre Bedeutung hin.

H. Sack.

E. Günther, Physikalisches Arbeitsbuch. II. Teil (Oberstufe). Gr.-8°. XII u. 339 S. Mit 199 Abb. Frankfurt a. M., M. Diesterweg. 1930. Geb. RM 5.90.

Das vorliegende Buch bildet die Fortsetzung des vorher erschienenen „Unterstufe" des gleichen Verfassers und stellt einen sehr typischen Ausdruck der für die Bestrebungen der neueren Zeit, von dem toten Lernunterricht und Schauunterricht zu Lehrformen zu gelangen, die das Wesentliche nicht so sehr in der möglichst umfangreichen und daher notwendig kritiklosen Aneignung von Tatsachen sehen, als vielmehr in der Erziehung zu einer Denk- und Arbeitsweise, die befähigt, physikalische Erscheinungen zu beobachten, anzuwenden oder gar näher zu erforschen. Im Vordergrund stehen daher stets die Arbeitsmethoden: Die Einleitung bilden je ein Abschnitt über Forschungsprinzipien, mathematische Hilfsmittel und Verschärfung der Meßtechnik. Weiterhin liegt großer Nachdruck auf den experimentellen Methoden, und zwar vornehmlich auf solchen, die eine verständige Anwendung seitens der Schüler selber gestatten. Sehr häufig sind mehrere Wege zu demselben Ziel aufgezeigt. Soweit Rechnungen in dem Buch vorkommen, sind sie stets von grundsätzlicher Bedeutung.

Was den stofflichen Inhalt anbelangt, so ist er im wesentlichen nach den üblichen Gebieten geordnet. Besonders sympathisch wirkt die Darstellung der Optik, in der z. B. der Gebrauch der Photozelle, die Beleuchtungstechnik, die Bedeutung des Gesichtsfelds eine große Rolle spielen. Ähnlich steht es mit der Elektrotechnik und den modernen Kapiteln aus der Elektrizitätslehre; nur vermißt man schmerzlich eine eingehende Behandlung der elektrischen Energieübertragung. Die Kapitel Magnetismus und Elektrostatik sind freilich von den Mieschen und Pohlschen Ideen wenig befruchtet.

Wertvoll sind die meist sehr eingehenden Versuchsanweisungen, ferner Literaturangaben — in einem Lehrbuch etwas Neues —, endlich ein Anhang, der neben einer Zusammenstellung von Formelzeichen und Zahlentabellen Gesichtspunkte gibt, nach denen man in physikalischen Arbeitsgemeinschaften die Themen stellen kann.

Das Buch bietet ohne Frage einem nachdenklichen und strebsamen Lehrer viel wertvolle Anregung; ob es freilich als Leitfaden im Unterricht die Selbständigkeit gerade solcher Lehrer nicht auf die Dauer zu sehr einschränken und rasch veralten wird, wird die Erfahrung lehren. Auf jedem Fall muß man dem Verfasser dankbar sein für die Entschiedenheit, mit der er seinen Standpunkt einem weiteren Kreis bekannt macht.

E. Nies.

Arnold Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. Wellenmechanischer Ergänzungsband. Gr.-8°. X u. 351 S. Mit 30 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1929. RM 12.—, geb. RM 14.50.

Sommerfelds „Atombau und Spektrallinien" ist für die gesamte jüngere Physikergeneration der

wissenschaftlichen Welt das Lehrbuch der rechnenden Quantenlehre geworden und hat als solches wie nur wenige physikalische Werke der Gegenwart entscheidenden Einfluß auf die Forschung ausgeübt. Die vierte Auflage des Werkes erschien 1924, somit kurz vor der Schwelle der neuen, durch Heisenberg und Schrödinger erschlossenen Quantenwelt. Eine Darstellung der letzteren durch den Schöpfer der „klassischen" Quantentheorie von Systemen mehrerer Freiheitsgrade wurde zum lebhaften Wunsch des weiten Schülerkreises. „Die neue Entwicklung bedeutet nicht einen Umsturz, sondern eine erfreuliche Weiterbildung des Bestehenden mit vielen grundsätzlichen Klärungen und Verschärfungen". Von einer gänzlichen Umarbeitung des Buches konnte daher zunächst abgesehen werden. So ergab sich die Idee des vorliegenden „Ergänzungsbandes", der in direktem Anschluß an die vierte Auflage von „Atombau und Spektrallinien" geschrieben ist. Man muß dafür besonderen Dank wissen. Eine künftige Auflage des Buches wird vielleicht bereits von Anfang an allein die neuen Methoden zugrunde legen dürfen; gegenwärtig ist der Zusammenhang mit der alten Theorie durch das Fortwirken ihres Begriffsinventars und ihrer Bezeichnungsweisen aber noch so mächtig, daß die Ausschaltung der historischen Entwicklung kaum leichten Herzens gewagt werden könnte. In der gewohnten rechnerisch eleganten und didaktisch überlegenen Art hat Sommerfeld zunächst die wellenmechanische Behandlung der Probleme der „klassischen" Quantentheorie durchgeführt und den älteren Ergebnissen gegenübergestellt. Die rechnerische Behandlung steht im Gegensatz zu den grundsätzlichen Fragen durchaus im Vordergrund; demgemäß wird die wellenmechanische Methode bevorzugt, obschon die Quantenmechanik gebührende Würdigung findet. Der zweite Teil des Bandes bringt die Störungs- und Beugungsprobleme, sowie die Diracsche Elektronentheorie, und damit eine größere Reihe der neuen Leistungen, die der quantenmechanischen Epoche zu danken sind. — Die Kunst der Darstellung des neuen „Sommerfeld" besonders hervorzuheben, erscheint beinahe unangebracht, denn sie ist — in jedem Sinne des Wortes — selbstverständlich! A. Smekal.

B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen. Bd. VIII der Sammlung „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen". Herausgegeben von M. Born u. J. Franck. IX u. 325 S. mit 127 Abbildungen. im Text. Berlin, J. Springer. 1928. RM 24.—, geb. RM. 25.20.

Seit dem Erscheinen des Bandes 3b des Handbuches der Radiologie, herausgegeben von E. Marx, in dem W. Hallwachs seine Anschauungen über den lichtelektrischen Effekt und den damaligen Stand desselben schildert, und seit dem Erscheinen des Büchleins der „Sammlung Vieweg", in dem 1914 Pohl und Pringsheim denselben Gegenstand behandeln, ist kein Einzelwerk über dieses heute auch für die Industrie so wichtige Spezialgebiet der Physik in der deutschen Literatur erschienen. Ich lege besonderen Wert auf das Wort „Einzelwerk", da ja fast gleichzeitig im Handbuch der Experimentalphysik der von Lenard und Becker verfaßte Band über die „Lichtelektrischen Wirkungen" erschienen ist. Doch für den lichtelektrisch interessierten Studierenden ist das Buch Guddens einfach aus finanziellen Gründen wichtiger, weil es eben für seinen Geldbeutel noch erschwinglich ist. Aber abgesehen von diesem Vorzuge wird ein nach Jahreszahlen geordnetes Verzeichnis der seit 1914 erschienenen einschlägigen Arbeiten gebracht, das an das bis 1913 reichende ebenfalls nach Jahreszahlen geordnete Verzeichnis von Hallwachs anschließt. Damit steht ein Literaturverzeichnis über den lichtelektrischen Effekt zur Verfügung, das vom Beginn der lichtelektrischen Forschung bis zum Jahre 1928 reicht. Entsprechend der großen Fortschritte, die die Kenntnis des lichtelektrischen Effektes durch das Experiment vor allem nach dem Kriege gemacht hat, wobei die Göttinger Schule wesentlich beteiligt ist, ist der Stoff streng unterteilt. Es wird der äußere vom inneren lichtelektrischen Effekt scharf getrennt. Der erstere findet eine Unterteilung in den normalen und selektiven lichtelektrischen Effekt. Dem äußeren und inneren Effekt sind allein 14 Kapitel mit ca. 230 Seiten des Buches gewidmet, ein Zeichen für die Menge des zur Verfügung stehenden Materials. Daran schließen sich Kapitel über die lichtelektrische Wirkung hoher Frequenzen und sonstige Erscheinungen mit möglicher Weise lichtelektrischer Grundlage an. Das umfangreiche Material ist in ganz ausgezeichneter Weise geordnet, unterteilt und kritisch betrachtet. Die kritischen Betrachtungen Guddens ersetzen oftmals eine ungenügende Selbstkritik der Veröffentlichenden. Es ist wünschenswert, daß Gudden auch in der Erziehung zur Selbstkritik Erfolg beschieden sei. Außer der scharfen Kritik bietet das Buch Guddens dem lichtelektrisch Interessierten wertvolle Anregungen. Es ist ihm eine weite Verbreitung sicher. R. Fleischer.

Fritz Löwe, Atlas der letzten Linien der wichtigsten Elemente. Gr.-8°. 44 S. mit 2 Abb. und 16 Tafeln. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff. 1928. Geb. RM 12.—.

Ausführliche Wellenlängentabellen und Atlanten der Spektren, wie wir sie in den hervorragenden Schöpfungen von Kayser und Eder & Valenta besitzen sind für den Spektroskopiker unentbehrlich, sie sind aber für den, der die Spektroskopie nur als Mikro-Analysenhilfsmittel benutzt zu umfangreich und erfordern eingehende Kenntnis der einzelnen Spektren, da nicht alle Linien „empfindlich" sind. Aus diesem Grund ist das vorliegende Buch für jeden, der sich mit quantitativer Spektralanalyse befassen muß, eine willkommene Gabe. Ein Hauptvorzug ist die Kürze und die Beschränkung auf das wesentliche. Im Vorwort ist die Methodik unter Berücksichtigung früherer Arbeiten kurz beschrieben; eine bis zum Jahre 1927 reichende Literaturübersicht erleichtert das Auffinden spezieller Arbeiten. Der Atlas, 16 Tafeln, alphabetisch nach den Symbolen der Elemente geordnet, enthält die „Prozentspektren" von 42 Elementen. Zu jedem Spektrum ist ein Verzeichnis der empfindlichen Linien gegeben (mit Intensitätsangabe für Funken und Bogen). Den Schluß des Buches bildet eine Tabelle der „letzten Linien" (warum nicht kurz „Restlinien"?) der Elemente, die auch für qualitative Untersuchungen sehr wertvoll ist. Besonders bequem ist, daß bei jeder Linie angegeben ist, wo die nächstgrößere Wellenlänge des Elementes liegt. Für den Spektroskopiker, der gewohnt ist, Wellenlängentabellen nach kleiner werdenden Wellenlängen geordnet zu sehen, ist die hier gegebene umgekehrte Anordnung, besonders bei gleichzeitigem Gebrauch der anderen Tabellen etwas erschwerend. Für den spektralanalytisch arbeitenden Praktiker ist dies aber kein Nachteil. K. W. Meißner.

G. Joos, **Atomphysik und Sternphysik**, Antrittsvorlesung. Gr.-8°. 15 S. Mit 2 Fig. Jena, Gustav Fischer. 1929. RM 1.—.

In allgemein verständlicher Weise werden die Grundzüge der Atomphysik, soweit sie sich auf Lichtemission beziehen, besprochen und ihre Tragweite für astrophysikalische Fragen illustriert. Die verschiedenen Energiestufen im Atom werden am Spektrum des Heliums erläutert. Im Anschluß hieran wird das Nebulium- und Nordlichtproblem behandelt. Die übrigen Ausführungen gelten der Erforschung der physikalischen Bedingungen auf den Sternen durch das Spektroskop, der spektroskopischen Parallaxenbestimmung und Fragen der Sternentwicklung. Jedem, der sich über diese Probleme in Kürze orientieren will, kann die lebendig geschriebene Schrift warm empfohlen werden.

K. W. Meißner.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1930.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Praktikum für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theorie der Wechselströme, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **N. N.:** Klimatologie, 2; Aerologie, 1; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen, 2—4. — **Kirschbaum:** Photographie, 1, Übungen, 4; Ergänzungen zur Experimentalphysik: Spektroskopie, 1. — **Schmidt:** Physikalische Meßmethoden I: Mechanik, Akustik, Wärme, Erläuterung zum physikalischen Praktikum, 1. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8, für Mediziner und Ärzte (mit Wehrli), 2; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Matthies:** Analytische Mechanik, 5, Übungen, 1; Quantentheorie, 4, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1. — **Veillon:** Einführung in die Radioaktivität, 1 *g*. — **Zickendraht:** Magnetismus und seine praktischen Anwendungen, 2; Elektrische Meßinstrumente, 2. — **Zehnder:** Geschichte der Physik, neuere Zeit, 1; Übersicht über die Maschinentechnik, 1. — **Bürki:** Photographische Chemie, 1; Photographisch-chemisches Praktikum, für Vorgerückte und Anfänger, 3; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, 1. — **Wehrli:** Die kontinuierlichen Spektren, 1. —

Universität Berlin. **Nernst:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner, Czerny, Skaupy und Sommer), tägl. — **Schrödinger:** Allgemeine Theorien und Prinzipe der Physik, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit v. Laue, Pringsheim), 1½. — **Hettner:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Kolloquium im Anschluß an die physikalischen Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Czerny, Skaupy und Sommer), 1 *g*. — **v. Laue:** Ausgewählte Kapitel der Thermodynamik, 2. — **Henning:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 1. — **Simon:** Das Nernstsche Theorem, 1. — **Becker:** Einführung in die Atomphysik, 3, Übungen, 2. — **Ladenburg:** Fragen der Atomphysik und -chemie, 2; Physikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kallmann:** Fragen der Atomphysik und -chemie (mit Szilard), 2; Besprechung neuerer Arbeiten der theoretischen Physik (mit London und Szilard), 1½. — **London:** Atombau und chemische Bindung, mit seminaristischen Übungen, 3; Elektronentheorie der Metalle, 1. — **Paschen:** Neue spektroskopische Forschungen, 2. — **Pringsheim:** Dispersion und Streuung des Lichts, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Reichenheim:** Elektrische Gasentladung, 1. — **Czerny:** Wärmestrahlung (experimenteller Teil), 1. — **Weißenberg:** Röntgenographische Strukturbestimmung II, 1. — **Byk:** Tensoren und ihre Anwendung in der Physik, 2. — **Trendelenburg:** Elektrische Meßmethoden und ihre Anwendung auf den verschiedenen Gebieten der Physik, 1. — **Kiebitz:** Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Hochfrequenztechnik, 1 *g*. — **Sommer:** Physiologische Optik, 1. — **Skaupy:** Die physikalischen Grundlagen des Fernsehens und der Fernbildübertragung, 1. — **Grotrian:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Sonne II, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4. — **Scheffer:** Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Vereinbarung, *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung, *g*. — **Reichenbach:** Naturphilosophische Denker der Gegenwart, 1; Die philosophischen Probleme des Wahrscheinlichkeitsbegriffs, mit einer Einführung in die mathematische Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Naturphilosophisches Seminar, 2. — **Gehrcke:** Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung unter besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in den Naturwissenschaften, 2. — **Wehnelt:** Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7, Ergänzungen, nach Vereinbarung, *g*; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Experimentellphysikalische Arbeiten (mit Schumann), tägl. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Frl. Lise Meitner:** Physikalisch-radioaktive Arbeiten, tägl. — **Schumann:** Akustik I, 1; Übungen zur Physik der Klangfarben, 1 *g*. — **v. Ficker:** Dynamik der Atmosphäre, 1; Meteorologisches Kolloquium, 2 *g*; Anleitung zu meteorologischen und klimatologischen Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. — **Knoch:** Klima und Wetter in Deutschland, 1. — **Bartels:** Einführung in die geophysikalische Behandlung geologischer Fragen, 1. — **Robitzsch:** Synoptisch-meteorologische Untersuchungsmethoden, ihre Anwendung und ihre Kritik, 1. — **Kähler:** Meteorologische Optik, 1; Übungen aus dem Gebiete der atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2. — **Leß:** Grundlagen für langfristige Wettervorhersagen, 1. — **Hergeselt:** Übungen und Arbeiten in der angewandten und praktischen Meteorologie, 1 *g*. —

Technische Hochschule Berlin. **Hertz:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Kolloquium über neuere Probleme aus den Gebieten der Physik und Chemie (mit Becker und Volmer), 2 *g*. —

Becker: Atomtheorie, 3. Übungen, 2. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 4. — **Cranz:** Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Becker, Engl, Gehlhoff, Hertz, Kock, Korn, Leithäuser, Pirani, Seegert, Schachenmeier, Schulz, Volmer, Weidert), 14tägig, $1\frac{1}{2}$ g; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, $1\frac{3}{4}$, Übungen, 4. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Schmid:** Metallforschung mit Röntgenstrahlen, 1. — **Wigner:** Atombau und Quantentheorie I und II, 2, Übungen, 1. — **Kaßner:** Verteilung der Niederschläge auf der Erde nach Ursache, Menge und Häufigkeit, 1; Einführung in die Klimakunde, 1. — **Korn:** Widerstand, Kapazität und Selbstinduktion, 1; Potentialtheorie, 4. — **Wallot:** Magnetische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen, 1. — **Hergesell:** Strömungsforschungen in der Atmosphäre, 1. — **Luyken:** Erdmagnetismus, nach Vereinbarung. — **Engl:** Mikrophone und Lautsprecher, 1 g; Verstärkungseinrichtungen im akustischen Frequenzbereich, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Pirani:** Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme, mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden I, 2. — **Gehlhoff:** Photometrie, 1. — **Weidert:** Geometrische Optik, 2; Seminar für Optisches Rechnen, 2; Optische Instrumentenkunde, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 4; Geometrische Optik für Geodäten, 2. — **Schulz:** Polarimetrie und Refraktometrie, 1. — **Seegert:** Handfernrohre und bildaufrichtende Prismensysteme, 1; Entwicklung, Methoden und Ergebnisse der modernen Spektroskopie, 1. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung g. — **Gruner:** Thermodynamik, 4; Relativitätstheorie, 3; Spektralanalyse, 1; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Koestler:** Anwendung der Mathematik auf Biologie: Korrelation, Erblichkeit, 2; Einführung in die allgemeine Mechanik, 1; Das elektrische und magnetische Feld, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Statik, 1. —

Universität Bonn. **Konen:** Experimentelle Elektrizitätslehre, 3; Experimentelle Optik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, halbtägig, für Fortgeschrittene, ganztägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Proseminar (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Mecke), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Mecke), 2 g. — **Pflüger:** Theorie der Wärme, 4. — **Grebe:** Physik der Röntgenstrahlen, 2; Radioaktivität, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Technische Physik: Elektrotechnik, 3; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Luftschiffahrt, 1. — **Mecke:** Einführung in das physikalische Praktikum für Anfänger, 1; Relativitätstheorie, 2; Chemie und Spektroskopie, 1. — **Dannemann:** Übersicht über die Geschichte der Physik und die Entwicklung der chemischen Theorien vom Ende des 18. bis zum Ende des 19. Jahrhunderts, 2, Seminarübungen, nach Vereinbarung, g. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Dießelhorst:** Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2, III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum I und II (mit Rusch); Physikalisches Kolloquium (mit Rusch), 14tägig, 2 g. — **Bergwitz:** Radioaktivität mit Anwendungen, mit Versuchen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Lübcke:** Schallwellen und Schallaufnahmen, 1; Physikalische Methoden zur Erforschung von Erde und Atmosphäre, 1. — **Rusch:** Physik und Technik des Hochvakuums, mit Versuchen und Übungen, 2. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben und Bergmann), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte (mit Senftleben und Bergmann), 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben und Bergmann), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing und Waetzmann), 2 g; Relativität und Gravitation, 1 g. — **Steubing:** Photographie für Fortgeschrittene, 1; Seminaristisch-didaktische Übungen für Lehramtskandidaten, 2; Photographische Übungen, 3. — **Reiche:** Thermodynamik, 5, Übungen, 1 g; Ausgewählte Kapitel der Mechanik der Kontinua, nach Vereinbarung. — **Jüttner:** Einführung in die theoretische Physik I, 2. — **Senftleben:** Experimentelle und theoretische Grundlagen der Atomphysik, 4. — **Bergmann:** Maß und Messen in der Physik, mit Versuchen, 2; Hochfrequenzmeßtechnik, mit Demonstrationen, 1; Hochfrequenzpraktikum, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, für Kandidaten des höheren Lehramts, $1\frac{1}{2}$; Methodik des Physikunterrichts, 1. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann:** Experimentalphysik II, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2. — **N. N.:** Aerostatik, nach Vereinbarung; Die Entwicklung der Luftfahrt, nach Vereinbarung. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Geometrische Optik, Wärmelehre, Akustik, $3\frac{1}{2}$; Physikalisches Praktikum, 3; Geometrische Optik, 3; Grundgedanken und ausgewählte Kapitel der Kontinuitätstheorie, $1\frac{1}{2}$. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik II: Wärme und Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Praktikum im Röntgenlaboratorium für Metallforschung, 3; Physik im Bergbau, 1; Kolloquium, 2 g; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **N. N.:** Geophysikalische Geländeübungen, 2. —

Technische Hochschule Danzig. **Bartels:** Thermodynamik und Kinetische Gastheorie, 4, Übungen, 1 g; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Buchwald), nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Buchwald), 1 g. — **Buchwald:** Experimentalphysik II, 4, Ergänzungen, mit Demonstrationen, 1; Kleines

physikalisches Praktikum I (mit Wolf), $3^3/_4$, II und III, $3^3/_4$; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, tägl. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektrophysik, zugleich Einführung in das Radiopraktikum, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Spektroskopie und Quantentheorie, 2, Übungen für Anfänger I, 3, II für Fortgeschrittene, tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum, tägl.; Radio-Praktikum I und II, 4. — **Koschmieder:** Meteorologische Optik, 2, Übungen, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2 g. — **Wolf:** Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Radiologie, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Zeissig:** Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Reutlinger:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik IV: Magnetismus und Elektrizität, 2—3; Meßmethoden und Meßgeräte der Wärmewirtschaft, 2. — **Baerwald:** Theorie der Optik, 4, Übungen und Seminar, 1. — **Knipping:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar für Fortgeschrittene, 1 g; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 2 g; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 3. — **Georgii:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Aerologie, 1; Allgemeine Meteorologie, 2; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, Wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiet des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, hauptsächlich im Dienste der Heimatkunde und Denkmalpflege, 3; Farbenphotographie, verbunden mit praktischen Übungen, 1; Anwendungsgebiete der Hanauer Analysen-Quarzlampe, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus, Gasentladungen, Kathoden- und Röntgenstrahlen, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Seminar, 14tägig, 1 g. — **Toepler:** Elektrizität und Magnetismus, 3, Übungen, 14tägig, 1; Ausgewählte Abschnitte: Wirkungsquant., 1; Größere physikalische Arbeiten: Theoretische Physik, ganztägig; Hochspannungspraktikum, 3; Kolloquium über Strahlungsforschung (mit Wiedmann und Saupe), 4 wöchentlich, 2 g. — **Wiedmann:** Korpuskularstrahlen, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3, 6 und 9; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Saupe:** Medizinisch-röntgentechnisches Praktikum: Röntgenaufnahmen, Schaltübungen, Strahlenmeßtechnik u. a., 14tägig, 1. — **Alt:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1. — **Goldberg:** Kinematographie, mit Übungen, 1 g. — **Klughardt:** Die Berechnung optischer Systeme I: Analytische Vorrechnung, 2; Die Photometer, 1. — **Kneschke:** Theorie der Fourierschen Reihen, mit besonderer Berücksichtigung ihrer physikalischen Anwendungen, 2. — **Luther:** Grundlagen der Farbenlehre und der Farbenphotographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger: Positiv- und Negativprozesse, Vergrößern und Projizieren, Stereoskopie, Arbeiten mit orthochromatischen Platten, Exkursionen, 4 und 8, für Fortgeschrittene: Sensitometrie, Farbenphotographie, Filter- und Plattenguß, Spektro-, Mikro-, Kriminal- und Röntgenphotographie, 4 und 8; Selbständige Arbeiten, 2, 4, ganz- und halbtägig. — **Schmidt:** Praktisch-pädagogisches Seminar (mit Müller und Zaunick): Mathematisch-naturwissenschaftliche und erdkundliche Unterrichtslehre, 2 g; Didaktik der Himmelskunde mit Einführung in die Astrophysik IV, 2 g; Geschichte des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts II, 2. — **Wiarda:** Einführung in die Mengenlehre, 2; Einführung in die Quantentheorie, 2. —

Universität Erlangen. **Gudden:** Anschauliche (Experimental-) Physik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 5; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger, Rump und Kohl), 1 g; Übungen, 4, für Fortgeschrittene, 20; Übungen zu physikalischen Vorführungen, 5 g; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger:** Theoretische Physik: Wärme, 4; Elektrotechnische Übungen (mit Kohl), 3; Wissenschaftliche Arbeiten, 40; Übungen für Fortgeschrittene, 3 g; Übungen, 2. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1 g; Übungen im Messen der Röntgenstrahlen, 2 g; Einführung in die Tiefenbehandlung mit Röntgenstrahlen (mit Wintz), 1 g. — **Kohl:** Anschauliche (Experimental-) Physik III, 2; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Elektrische Übungen für Fortgeschrittene, 20. —

Universität Frankfurt a. M. **Wachsmuth:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Ausgewählte Kapitel der Hydrodynamik und Aerodynamik, 1; Repetitorium der Experimentalphysik II, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung und Meissner), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, zugleich physikalisches Seminar, tägl., für Mediziner, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Meissner), tägl. — **Meissner:** Astrophysik I, 2; Atomphysik und kosmische Probleme, 1; Astronomisches Praktikum, 3; Astrophysikalisches Praktikum, 3; Höhere Experimentalphysik III: Elektrodynamik, Optik, 2, Ergänzungen, 1. — **Madelung:** Ausgewählte Kapitel aus der Mathematik des Physikers, 4; Besprechung spezieller Probleme aus der theoretischen Physik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Lanczos:** Probleme der Quantenmechanik, 2. — **Mauz:** Ausgewählte Abschnitte aus der Akustik, 1. — **Rajewsky:** Die lichtelektrischen Erscheinungen, 1. — **Seddig:** Die Photographie und ihre Anwendungen I, 14tägig, 2; Photographisches Praktikum, 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl.; Optische Meß- und Prüfverfahren, 1; Photographisches Kolloquium, 2. — **Déguisne:** Der elektrische Wechselstrom, 3, Ergänzungen, 2; Die

Elektronenröhren und deren Anwendung, 1; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über angewandte Physik, nach Vereinbarung. — **Dessauer:** Bau und Betrieb von Röntgenapparaten, $1\frac{1}{2}$; Kolloquium für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes (mit Rajewsky), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für fortgeschrittene Physiker und Mediziner, tägl. — **Linke:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 2; Mikroklimatologie, 1; Meteorologisch-geophysikalische Übungen, 2; Leitung selbständiger Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Gutenberg:** Seismometer und Seismogramme, 1, Übungen, 2. — **Stüve:** Ausgewählte Kapitel aus der dynamischen Meteorologie, 1; Physik der Wolken, 1; Seminar über theoretische Meteorologie, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Mügge:** Synoptische Meteorologie, 2. — **Baur:** Die Anwendung mathematisch-statistischer Methoden in den Naturwissenschaften, 2. —

Bergakademie Freiberg. **Brion:** Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 2; Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 2; Physikalisches Repetitorium, 1, Elektrotechnisches Kolloquium, 1. — **Aeckerlein:** Experimentalphysik des Atoms, 1; Praktikum zu Elektronik und Radioaktivität, 3. —

Universität Freiburg i. Br. **Mie:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen, 6, für Fortgeschrittene I (mit Kast), halbtägig, II: Technische Physik, halbtägig; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 *g*. — **Bühl:** Experimentalphysik IIIa; Optik aller Wellenlängen, 3; Einführung in die Photographie mit Übungen, 3. — **Kast:** Technische Physik I: Wechselströme und Schwingungen, 3. — **Koenigsberger:** Theoretische Physik: Elektromagnetismus, mit Übungen, 5; Geophysik, mit Übungen, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig. — **Cohn:** Einführung in die Mechanik der deformierbaren Körper, 3. — **Hammer:** Elektrizität in Gasen, 1. — **Lyon:** Photographische Meßmethoden II, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Joye:** Experimentalphysik, 5, Repetitorium, 1; Praktische physikalische Übungen, 3; Physikalisches Laboratorium für Anfänger, 12, für Fortgeschrittene und Untersuchungsarbeiten, tägl., außer Montag. — **Brasey:** Physikalischer Ergänzungskurs: Elektrizität, 2. —

Universität Gießen. **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 14tägig, 2. — **Cermak:** Übungen und Demonstrationsversuche und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben, 14tägig, 2 *g*; Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik, Elektrizitätsleitung in festen und flüssigen Körpern, 1. — **Jaffé:** Einführung in die theoretische Physik, 3, Übungen, *g*; Wellenmechanik, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Uller:** Einführung in die Theorie der freien und geführten Wellen, 3; Anleitung zu theoretisch-physikalischen selbständigen Arbeiten, tägl. — **Lihotzky:** Physikalische Grundlagen der Photographie, 1. — **Fromme:** Synoptische Meteorologie: Das Wetter, 2. —

Universität Göttingen. **Franck:** Fluoreszenz und Phosphoreszenz, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl, Reich), 2 *g*; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Physikalisches Praktikum, 3 und 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Born:** Quantentheorie, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie, 2 *g*. — **Pohl:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hilbert:** Mathematische Methoden der neuen Physik, 2. — **Hertz:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1; Kausalität und Physik, nach Vereinbarung. — **Heitler:** Optik, 4, Übungen, 1. — **Nordheim:** Elektronentheorie der Metalle, 2. — **Sommer:** Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 1. — **Sponer:** Molekülbau, 2. — **Oldenberg:** Glühelektrische und lichtelektrische Erscheinungen, 1. — **Cario:** Ausgewählte Kapitel der Optik, 1; Physikalisches Proseminar (mit v. Hippel), 2. — **Reich:** Angewandte Elektrizität I, 2, Seminar, 2 *g*; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Elektrizität, tägl. — **Prandtl:** Hydrodynamik und Aerodynamik, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz, Schuler und Prager), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Betz:** Hydraulik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Schuler:** Anwendung der Kreiselgesetze in Astronomie, Physik und Technik, 2; Praktikum in der elementaren Mechanik (mit Prager), 2. — **N. N.:** Gasdynamik, 1. — **Prager:** Praktikum in Festigkeitslehre, 3. — **Angenheister:** Physik der Atmosphäre: Das erdelektrische Feld, Luftelektrizität, Polarlicht, 1 *g*; Dynamik des Erdkörpers: Erdbeben, Kontinent- und Polverschiebung, Gezeiten, 1; Die Seismik und ihre Anwendung, 1; Geophysikalisches Seminar, 1 *g*; Praktikum: Geodätische und geophysikalische Vermessung, nach Vereinbarung *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. —

Universität Graz. **Benndorf:** Experimentalphysik: Elektromagnetische Wellen, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend, *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic und Hess), 2 *g*. — **Hess:** Experimentalphysik II, 5. — **Rumpf:** Das Atom und seine Strahlung, 2. — **Rosenberg:** Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Radakovic:** Theorie der Strahlung, 5; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Brell:** Wellenmechanik und Quantenmechanik, 2. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch:** Physik III: Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 6. —

Universität Greifswald. **Krüger:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; An-

leitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Seeliger), $1^1/_2$. — **Seeliger:** Thermodynamik, 3. Übungen und Ergänzungen, 14tägig, 2; Seminar über ausgewählte Kapitel der höheren Thermodynamik (mit Backhaus), 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu selbstständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober:** Röntgenstrahlen, 1; Seminaristische Übungen zur reinen und angewandten Physik (mit Backhaus), 2; Physikalische Maßeinheiten und Meßmethoden: Elektrizität und Optik, 1; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Mierdel:** Elektrische Entladungen in Gasen, 2. — **Backhaus:** Angewandte Optik, 2; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiet der angewandten Physik, tägl. —

Universität Halle. **Hoffmann:** Experimentalphysik I, 4; Elektrizitätsleitung in Gasen, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 *g*; Physikalisches Proseminar, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 6, für Mediziner, 3, für Landwirte und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Smekal:** Mechanik, 4; Elastizität der Kristalle, 1; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Müller und Minkowski), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz:** Mechanik I, 4, Übungen, 14tägig, 2; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern), 2. — **Unsöld:** Relativitätstheorie, 2. — **Gordon:** Ausgewählte Probleme der Wellenmechanik, 1. — **Minkowski:** Fluoreszenz und Phosphoreszenz, 2. — **Goos:** Photographie als Forschungsmittel, 1. — **Estermann:** Physikalisches Proseminar (mit Minkowski und Unsöld), 2; Radioaktivität und Physik des Atomkerns, 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Jensen:** Die Farben des Himmels, 1; Die Farben der Gewässer, 1. — **Tams:** Schwerkraft und Isostasie, 2; Seismische Übungen, 2. — **Möller:** Angewandte Elektrizitätslehre I: Gleichstrom mit Demonstrationen und Übungen, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 2 Nachmittage; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, tägl.; Maschinenlehre I: Wärmekraftmaschinen, 1. — **Schwassmann:** Astrophysik I: Photographie der Gestirne, 1. — **Wigand:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, $1^1/_2$; Angewandte Meteorologie, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vortragsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kuhlbrodt:** Klimatologie der Ozeane, 1. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht:** Experimentalphysik, 4. Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues), 2. — **Fues:** Theoretische Physik, 3. Übungen, 2; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2; Grundzüge der höheren Mathematik für Chemiker I und II, 2. — **Seilkopf:** Flugmeteorologie, 2. — **Herweg:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Photographie II, 1; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium für Fortgeschrittene, 6 und 2. — **Hase:** Temperaturmeßtechnische Übungen, 2; Theorie und Praxis der Strahlungsmessung, 1. —

Universität Heidelberg. **Lenard:** Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker und Schmidt) 6; Physikalisches Seminar und theoretisch-physikalische Übungen (mit Becker), 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten im physikalischen und radiologischen Institut (mit Becker und Schmidt), tägl. außer Sonnabend. — **Becker:** Theoretische Optik, 4; Quantenmechanik, 1. — **Schmidt:** Radiologie: Wellenstrahlung, 2; Linien- und Bandenspektren, 1. —

Landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim. **Back:** Experimentalphysik einschließlich Meteorologie und Klimatologie II, 4; Physikalische Übungen, 2; Physikalische und meteorologische Arbeiten für Vorgeschrittene, nach Vereinbarung, *g*. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*. — **March:** Theorie der Wärme, 5, Seminarübungen, 2 *g*. — **Sonvico:** Wechselstromtechnik, 2 *g*. — **Oberguggenberger:** Geographische Ortsbestimmung, 5, Seminar, 1 *g*; Arbeiten für Fortgeschrittene an der Sternwarte, 10. — **Wagner:** Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie, 3; Physikalische Erdbebenkunde, 1; Klima der Alpenländer, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10 *g*. —

Universität Jena. **Wien:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Physiker (mit Hanle), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 4, für Mediziner und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos und Jentzsch), 2 *g*. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Mechanik, 2; Lumineszenzerscheinungen, 1; Handfertigkeitspraktikum, nach Vereinbarung. — **Auerbach:** Einführung in die theoretische Physik: Begriffe, Prinzipien, Methoden, 3; Lebendige Mathematik, 1. — **Joos:** Thermodynamik, 3, Übungen (mit Wessel), 1; Relativitätstheorie, 2; Vortragsseminar für höhere Semester (mit Wessel), 1 *g*; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Proseminar (mit Hanle), 1 *g*. — **Wessel:** Kinetische Gastheorie, 2. — **Esau:** Theorie und Anwendungen der Elektronenröhre, 2; Technische Thermodynamik, 2; Kraftmaschinen für Landwirte, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Jentzsch:** Wellenoptik I, mit Demonstrationen, 3; Einführung in die wissenschaftliche Mikroskopie, mit Übungen, 2; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Sieberg:** Die geographische Verteilung der Erdbeben in ihrer Bedeutung für Geologie und Volkswirtschaft, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, *g*; Anleitung zu selbständigen erd-

bebenkundlichen Arbeiten, *g*. — **Meisser:** Physik des Erdinnern, 1. — **Hecker:** Geophysikalisches Praktikum: a) Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden, 2 *g*, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden (mit Meisser), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Meisser), tägl. *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe. Gaede: Physik I B, 2, II B 2; Physikalisches Laboratorium, 6, für Vorgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie, 2; Meteorologische Übungen, 4; Meteorologische und klimatologische Übungen, 2; Aeronautische Meteorologie, 1 *g*. — **Riede:** Technische Optik A: Geometrische Optik, 2; Atom und Molekül, Ergänzung zur Vorlesung über Physik, 1 *g*. — **Braunbek:** Theoretische Physik C: Atomtheorie, 2. —

Universität Kiel. N. N.: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Zahn), $1\frac{1}{2}$ *g*. — **Zahn:** Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2. — **Kossel:** Mechanik, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Martienssen:** Mechanische und elektrische Schwingungen und ihre technischen Anwendungen, 2. — **Schmidt:** Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. —

Universität Köln. Rinkel: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Anfängerpraktikum, 7; Großes Praktikum, 28. — **Försterling:** Optik, 4; Wissenschaftliche Arbeiten für theoretische Physik, tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Rukop), 2 *g*. — **Malsch:** Übungen zur Optik, 1; Optische Meßmethoden und Meßinstrumente, 1. — **Rukop:** Technische Elektrizitätslehre I: Grundlagen, Transformatoren, Maschinen, 4, Seminar, 1; Selbständige wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig. — **Wever:** Einführung in die Physik der Metalle und ihre Legierungen, 2. — **Lassen:** Ionen und Elektronen in Gasen, Theorie der selbständigen Gasentladungen, 2; Einheiten und Maßsysteme der Physik, 1 *g*. — **Falkenhagen:** Seminar zur Optik, 2; Elektrolytische Lösungen, mit besonderer Berücksichtigung der Debyeschen Theorie, 1; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4. — **Müller:** Luftseismik, 1; Einführung in die Gravimetrik, 1. —

Universität Königsberg. Kaufmann: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6 und 3; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Seminar (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 *g*. — **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 2, Übungen, 1. — **Stuart:** Experimentalphysik III: Optik, 3. — **Gans:** Mechanik, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Kretschmann:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*; Wellenmechanik, 2. — **Reichenbächer:** Quantentheorie, 2. — **Errulat:** Das Wetter, 2; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten, 14tägig, 2 *g*. —

Universität Leipzig. Debye: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 3, 6 oder 9, für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), 3, 6, 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Seminar über die Arbeiten des Instituts, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1\frac{1}{2}$ *g*. — **Heisenberg:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund und Schmidt), tägl.; Seminar über die Struktur der Materie, 2 *g*. — **Hund:** Quantenmechanik, 3, Übungen, 1 *g*; Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Fragen, 3. — **Marx:** Kathodenstrahlen und lichtelektrischer Effekt, 2; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller:** Luftschiffahrt und Flugtechnik, 2; Besprechung neuerer Arbeiten aus Hydro- und Aerodynamik, 14tägig, 2 *g*. — **Karolus:** Fernmeldetechnik, 2, Übungen, 3. — **Möbius:** Röntgenstrahlen, 2. — **Kaempf:** Repetitorium der Physik, 2. — **Schmidt:** Theorie der Wellenbewegungen, 2. — **Weickmann:** Dynamische Ozeanographie, 2; Das Problem der Wettervorhersage, 2 *g*; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Universität Marburg. Grüneisen: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Tomaschek), 3, für Anfänger (mit Tomaschek), 6, für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Tomaschek), ganztägig. — **Schulze:** Mechanik I: Dynamik diskreter Massenpunkte und starrer Massensysteme, 5; Einführung in die theoretische Physik: Wärme, Strahlung, Elektronik, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Tomaschek:** Atomphysik II, 2. — **Berek:** Die physikalische Grundlage der Photographie, 2; Besprechung einfacher praktischer Fragen aus der geometrischen Optik, 1 *g*. —

Universität München. Gerlach: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen a und b, 4 oder 8, c, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Übungen für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar, $1\frac{1}{2}$ *g*; Seminar über neuere Fragen der Experimentalphysik (mit Rüchardt und Schütz), 14tägig, 2 *g*. — **Sommerfeld:** Mechanik der kontinuierlichen Medien, 4, Übungen, 2 *g*; Wellenmechanik und wellenmechanische Statistik für Vorgeschrittene, 2, Seminar, 2 *g*. — **Schmauss:** Meteorologie II, 4, Meteorologisches Seminar, 1 *g*. — **Graetz:** Einleitung in die theoretische Physik II, 4, Übungen, 1. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik II: Molekularphysik, $2\frac{1}{2}$. — **Kirchner:** Vektorrechnung (als Einführung in die theoretische Physik), 3; Lichtelektrischer Effekt, 1. — **Geiger:** Meteorologische Instrumente und Beobachtungsmethoden, mit Besichtigungen, 2. — **Schütz:** Magneto- und Elektrooptik, 1. — **Unsöld:** Einführung in die Atomtheorie, 3; Klassische Elektronentheorie, 2. —

Technische Hochschule München. Zenneck: Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen,

Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene III: Elektrostatik, Elektrodynamik, 2. — **Fischer:** Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Schwingungs- und Wellenlehre aus dem Gesamtgebiet der Physik, 3; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Praktisch-physikalische Übungen, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Emden:** Physik der Atmosphäre II: Optik, Elektrizität, 2. — **Kulenkampff:** Radioaktivität, 1. — **Kühl:** Geometrische Optik: Der achsennahe Raum und die sphärischen Aberrationen, 2. — **Dieckmann:** Hochfrequenzmeßtechnik, 2, Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiet der angewandten Physik, nach Vereinbarung. — **Huber:** Klimaschwankungen, 1; Wolken und Niederschlag, 1. — **Knoblauch:** Technische Meßmethoden, 2, Praktikum, 2; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, halb- oder ganztägig. — **Reiher:** Einführung in die Gesetze der Wärmeübertragung: Leitung, Konvektion, Strahlung, 1; Grundlagen der Beleuchtungstechnik: Physikalische und physiologische Grundlagen, natürliches und künstliches Licht, Raum- und Straßenbeleuchtung, Beleuchtungskörper usw., 1. — **Nusselt:** Mechanische Wärmetheorie, 3, Übungen, 2. —

Universität Münster. **Schmidt:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, für Mediziner, 3; für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Durau), 14tägig, 2. — **Kratzer:** Thermodynamik, 4, Übungen, 2; Theorie der Spektren, 3; Vektoranalysis, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Siemens:** Elektrotechnik I: Starkstromtechnik, mit Versuchen und Lichtbildern, 2. — **Durau:** Kernphysik: Radioaktivität, Isotope, Atomzertrümmerung, 1. —

Universität Prag. **Rausch-Traubenberg:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum, 3 bzw. 6 *g*, für Mediziner, 3 *g*; Physikalische Vortragsübungen, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Frank:** Reihenentwicklungen der mathematischen Physik, 3; Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Anwendungen in der neueren theoretischen Physik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Fürth:** Einführung in die theoretische Physik II, 3, Übungen, 3; Große Physiker, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, ganztägig, *g*. — **Pollak:** Luftelektrizität, 3; Wetterkunde, Wettervorhersage und Methodik des wetterkundlichen Unterrichts (Fortsetzung), 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene, ganztägig, *g*. —

Technische Hochschule Prag. **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 5 und 3; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker:** Quantentheorie und Atomphysik, 2. **Körner:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Spitaler:** Meteorologie und Klimatologie, 3; Meteorologisches Praktikum, 1. —

Universität Rostock. **Füchtbauer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8 und 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar: Kolloquium (mit Jordan), 1½. — **Jordan:** Elektrodynamik, mit Übungen, 4; Theorien der Gasentartung und ihre Anwendungen, 2. — **Falckenberg:** Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 5, für Fortgeschrittene, tägl.; Aerologische Drachenaufstiege auf der Ostsee, 5. — **Kunze:** Atomtheorie II, 1; Abschnitte aus der modernen Physik, 3. — **Weizel:** Vektor- und Tensorrechnung, 1. — **Schuh:** Einführung in die Geophysik vom Standpunkte des Geologen, 2; Geologische Exkursionen (mit Correns und Klähn). —

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener:** Physik II: Wärme, 2, IV: Elektrische Wellen und Optik, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittenere, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Ewald), 1½. — **Braunbek:** Physikalische Messungen, 2. — **Ewald:** Theoretische Physik IV: Optik, 4, Übungen, 1; Seminar über Atomphysik, 1½; Anleitung zu Arbeiten aus dem Gebiet der theoretischen Physik, nach Vereinbarung; Strukturbestimmung mit Röntgenstrahlen, 1, Übungen, 1. — **Glocker:** Röntgenpraktikum für Anfänger, 3; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, ganztägig; Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 1; Materialprüfungspraktikum, 3. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Farbstoffe, 3. — **Kleinschmidt:** Meteorologisches Praktikum, 2. —

Universität Tübingen. **Geiger:** Experimentalphysik I, 4; Radioaktivität, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Landé:** Theoretische Optik, 4; Quantentheorie des Lichts, 3. — **Gerthsen:** Röntgenstrahlen, 2. —

Hochschule für Landwirtschaft und Brauerei Weihenstephan. **Frank:** Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 3; Angewandte Physik, mit Übungen 2. Physikalische Übungen für Landwirte, 2, für Fortgeschrittene, 4; Feldmessen und Nivellieren, mit Übungen, 2. —

Universität Wien. **Jäger:** Wärmelehre, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechungen neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Meyer:** Die radioaktiven Substanzen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*; Radioaktives Praktikum (mit Przibram), 3 *g*. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik II, 5, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*, Demonstrationsergänzungen, 1 *g*; Seminar, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Schweidler:** Experimentalphysik II, 5, Demonstrationsergänzungen, 1 *g*; Ionenleitung in Gasen, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Thirring:** Relativitätstheorie, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Haschek:** Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Vorgeschrittene, 18; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kottler:** Der Aufbau der Materie II, 5. — **Przibram:** Experimentelle Atomistik (Fortsetzung), 3. — **Haas:** Die Grundprobleme

der statistischen Physik, 1. — **Hauer:** Repetitorium der Physik, 2. — **Mache:** Wärmeübergang, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik II, 3; Übungen im physikalischen Rechnen, 1. — **Konstantinowsky:** Die Physik des Starkstromkabels III, 1. — **Ettenreich:** Methoden der experimentellen Wechselstromanalyse: Oszillographen und Überlagerungsanalysatoren, 2. — **Kirsch:** Radioaktivität der Erde II, Geologische Zeitmessung, 2. — **Stetter:** Hochvakuumtechnik, 2. — **Mattauch:** Kanalstrahlanalyse, 1. — **Conrad:** Barometrische Höhenmessung mit Übungen und Exkursion, 2. — **Schedler:** Theorie und Praxis der meteorologischen Apparate, 1. —

Technische Hochschule Wien. **Mache:** Physik: Optik, Wärmelehre, 5; Wärmelehre, 5; Wärmeübergang (Spezialvorlesung aus Physik), 2; Physikalisches Praktikum I, 4 und 8, II, 30. — **Flamm:** Physik: Wärmetheorie, 5; Übungen im physikalischen Rechnen, 1; Theorie der Elektrizität, 3; Einheitliche Feldtheorie der Gravitation und Elektrizität, 1; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3. — **Aigner:** Physik, 3 und 2; Elektroakustik und Hochfrequenztechnik, 2. — **Bauer:** Rechenmethoden der mathematischen Physik, 2; Das periodische System der Grundstoffe, 1. —

Universität Würzburg. **Harms:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Mathematiker, 3 oder 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Praktikum für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Ott:** Thermodynamik, 4, Übungen, 1 g; Vektorrechnung und Einführung in die theoretische Physik, 3; Ausgewählte Kapitel der speziellen Relativitätstheorie, 1. —

Universität Zürich. **Meyer:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär), 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3½, für Vorgerücktere, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel), 2 g. — **Wentzel:** Mechanik der Kontinua, 3, Übungen, 1 g; Spektren und Atombau, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 g. — **Ratnowsky:** Statistische Mechanik, 2. — **Bär:** Anleitung zu physikalischen Experimenten, 2. —

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik II, 4, Repetitorium, 1; Physik des festen Aggregatzustandes, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tank), 4, 6 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2. — **Tank:** Experimentalphysik II, 4, Repetitorium, 2; Optik, 2; Radiotechnisches Praktikum, 4, 8 und 12; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Pauli:** Elektrodynamik, 3, Übungen, 1; Atomtheorien des Magnetismus, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, 12 und 24. — **Ackeret:** Aerodynamik II: Flugtechnische Aerodynamik, 2, Übungen, 1. — **Kuhlmann:** Theoretische Elektrotechnik I, 5, IIIb, 1, Übungen, 1; Hochspannungstechnik, 2; Elektrotechnisches Laboratorium IIb und IIIa, 8; Diplomarbeiten im Laboratorium; Wissenschaftliche Arbeiten im Laboratorium, 8, 12 und 16. — **Andronescu:** Grundzüge der theoretischen Elektrotechnik, 2. — **Rüst:** Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Schild:** Theoretische Telegraphie und Telephonie, mit Leitung, 1. — **Trümpler:** Übungen im Berechnen von Gasgleichgewichten, 1 g; Die Messung von Gasen und Flüssigkeiten mit Staugeräten, 1 g. — **Wyss:** Die Krafffelder in festen Körpern und ihre experimentelle Bestimmung, 1. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Erwin Birk für anorganische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie der Gerbstoffe an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Fritz Stather zum Leiter der Deutschen Versuchsanstalt für Lederindustrie in Freiberg, der Privatdozent für physikalische Chemie an der Universität Rostock Dr. Hermann Ulich zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent für medizinische Physik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. med. Erich Saupe zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent an der Universität Greifswald Dr. Artur Schleede zum planmäßigen a. o. Professor für anorganische Strukturchemie an der Universität Leipzig, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule München Dr. Heinrich Lüers zum ord. Professor für angewandte Chemie insbesondere Gärungschemie ebenda.

Gesuche.

Theoretischer Physiker
mehrere Arbeiten (Hydrodynamik, Wellenmechanik),
sucht Assistentenstelle
an Universität oder technischer Hochschule.
Angebote erb. unt. S.H.25 an den Verlag der Physik. Ztschr.

PHYSIKER
mit Assistenten- und Industrietätigkeit sucht zum 1. Oktober
Assistentenstelle
Zuschriften unter **S.H.27** an den Verlag der „Physikal. Zeitschrift"

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig